



Effet d'un champ électromagnétique moyenne fréquence sur l'élimination des inclusions hors de l'acier liquide

Pierre Cremer

► To cite this version:

Pierre Cremer. Effet d'un champ électromagnétique moyenne fréquence sur l'élimination des inclusions hors de l'acier liquide. Electromagnétisme. INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE, 1979. Français. NNT: . tel-01338756

HAL Id: tel-01338756

<https://hal.science/tel-01338756>

Submitted on 29 Jun 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

Gagnoud

THESE

présentée à

L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE

DE GRENOBLE

pour obtenir le TITRE de DOCTEUR-INGENIEUR

par

Pierre CREMER

Effets d'un champ électromagnétique
moyenne fréquence sur
l'élimination des inclusions hors de
l'acier liquide

Soutenue le 13 février 1979 devant la commission d'examen

Président : R. BONNEFILLE

Examineurs: M. OLETTE

R. MOREAU

J. DRIOLE

E. BONNIER

Rapporteur : P. LYKOUDIS

I N T R O D U C T I O N

L'obtention d'aciers aux caractéristiques physiques et mécaniques précises nécessite, dans certains cas, la pratique du calmage. Celle-ci est, entre autres, une étape nécessaire lorsque la chaîne d'élaboration inclut un dispositif de coulée continue. Bien que l'on s'affranchisse ainsi des problèmes de soufflure à la solidification des lingots, il n'en subsiste pas moins des inconvénients en ce qui concerne la propriété des produits finals.

Les défauts internes et de surface constatés dans les produits transformés proviennent notamment de la présence d'inclusions macroscopiques d'oxyde, contenant le plus souvent de l'alumine et de la silice. Ces inclusions, outre celles ayant pour origine la réoxydation par l'air lors de la manutention de l'alliage liquide, résultent en majeure partie d'une mauvaise élimination des produits de désoxydation.

L'accroissement de la propreté de l'acier étant une préoccupation constante du sidérurgiste, de nombreuses études ont été menées à ce jour dans ce but : notamment à l'IRSID, où elles ont porté sur la modification de la morphologie des inclusions afin de favoriser leur décantation. Des essais de brassage mécanique de la charge liquide ont montré, à l'échelle du laboratoire (1), que l'agitation du bain permet d'accélérer la cinétique d'élimination de l'oxygène lors de la désoxydation ; à l'échelle industrielle (2) c'est l'accroissement de la propreté finale qui a pu être mis en évidence.

S'il ne semble pas que la mise en oeuvre de brasseurs mécaniques se soit répandue, par contre celle du bullage de gaz au travers de la charge semble d'une application croissante (3).

Pour notre part, le procédé de séparation électromagnétique de deux phases condensées, dont l'une au moins est liquide, mis au point au L.T.P.C.M., nous a paru devoir trouver une extension intéressante dans le domaine de la décantation d'inclusions dans l'acier.

Ce procédé mis au point pour la détermination des équilibres de phases métallurgiques dans les alliages de métaux réfractaires tels que Ni-Nb, Ni-W (4), Ni-Mo, Nb-Al (5) a jusqu'à présent été appliqué à des systèmes pour lesquels les proportions volumiques des phases sont voisines. Des essais menés sur le système Al-Si ont fourni quelques règles définissant la géométrie de l'inducteur, la position de la charge, la fréquence du courant de chauffage. Ils ont permis le positionnement, choisi par avance, des phases ainsi séparées.

D'un point de vue théorique, la résolution numérique des équations de l'électromagnétisme et de la mécanique des fluides a conduit à une représentation des courants de circulation du métal ainsi que de la trajectoire des particules sphériques isolantes drainées par le liquide (6).

En dehors de l'intérêt pratique qui a motivé ce travail, l'extension du procédé à la décantation des inclusions dans l'acier nous a fait aborder des aspects non encore connus.

- La production "in situ" de particules isolantes et leur localisation dans le temps est un moyen de suivre la cinétique de la décantation sous brassage électromagnétique.

- Le processus de désoxydation permet de produire des particules isolantes de nature et de morphologie différentes, dans un même métal liquide.

- Contrairement à toutes les situations que nous avons rencontrées jusqu'à présent, les proportions volumiques des phases sont dans ce cas nettement différentes.

L'expérimentation, menée à l'aide de l'aluminium ou du silicium comme agents désoxydants de l'acier liquide, a été appuyée par l'estimation de l'écoulement du métal dans le creuset, en tenant compte tout à la fois de la géométrie de l'inducteur et de celle de la charge (surface libre). En l'absence de solution analytique permettant le calcul du champ magnétique, c'est un calcul numérique, par la méthode des différences finies, qui a été choisi.

On trouvera ci-après le plan du mémoire.

PLAN DU MEMOIRE

CHAPITRE I : ASPECTS PHYSICOCHIMIQUES DE L'ELIMINATION DES INCLUSIONS

- I - 1. Germination des produits de désoxydation
- I - 2. Croissance des inclusions
- I - 3. Cohésion des amas, frittage des particules
- I - 4. Elimination des inclusions

CHAPITRE II : ASPECTS DE L'ACTION D'UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE SUR DES PHASES CONDENSEES

- II - 1. Rappel des lois fondamentales de l'électromagnétisme
- II - 2. L'effet de peau, définition de R_w
- II - 3. L'effet thermique, gradient de température dans la charge
- II - 4. Rendement d'un inducteur
- II - 5. L'effet mécanique
- II - 6. Aspect hydrodynamique de l'action de champ magnétique
- II - 7. Effet sur les inclusions

CHAPITRE III : DESOXYDATION DE L'ACIER, REALISATION PRATIQUE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

- III - 1. Description des moyens
- III - 2. Méthodes de caractérisation
- III - 3. Résultats et interprétation qualitative

CHAPITRE IV : CALCUL NUMERIQUE ET DETERMINATION EXPERIMENTALE DES COURANTS DE CIRCULATION EN CREUSET

- IV - 1. Méthode de calcul
- IV - 2. Détermination expérimentale de la configuration du mouvement
- IV - 3. Interprétation des résultats de décantation
- IV - 4. Perspectives

CONCLUSION.

C H A P I T R E I

ASPECTS PHYSICO-CHIMIQUES DE L'ELIMINATION DES INCLUSIONS

La désoxydation de l'acier liquide est une opération nécessaire, destinée à abaisser, avant solidification, et en fonction de sa nuance, la teneur en oxygène de l'alliage.

Parmi les agents de désoxydation les plus couramment utilisés se trouvent les éléments simples Al, Si, Mn, C ou des alliages complexes. Ces derniers peuvent également servir, en fin d'opération, à modifier la morphologie des inclusions oxydées. Le but est alors d'en améliorer l'élimination ou d'en faire évoluer de façon favorable les propriétés physiques, pour l'utilisation ultérieure de l'acier.

La réaction de désoxydation du fer liquide par un élément X s'écrit



Cette réaction peut être caractérisée par sa constante d'équilibre à la température T, en faisant apparaître l'expression du produit de solubilité de l'oxyde au numérateur :

$$K = \frac{a_X^m a_O^n}{a_{\text{X}_m \text{O}_n}} \quad (\text{I-2})$$

La valeur de K est déterminée par

$$\log K = \frac{\Delta G^\circ}{RT} \quad (\text{I-3})$$

où ΔG° est l'enthalpie libre standard de la réaction (I-1).

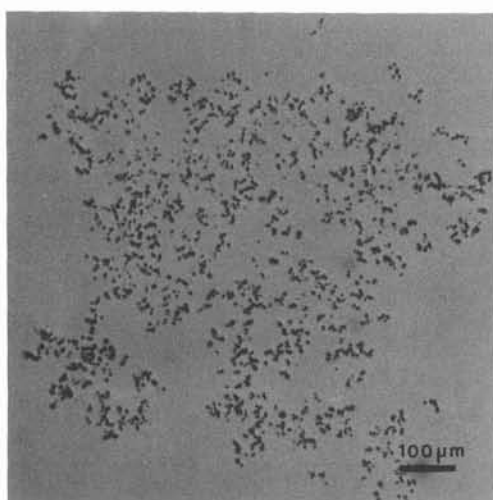
L'état standard généralement adopté est - pour les éléments dissous dans le fer, l'état de solution diluée de teneur 1 % en poids de soluté, toujours considérée comme idéale, - et pour le produit de désoxydation, le corps pur dans son état stable, tous pris à 1600°C sous une pression de 1 atmosphère.

Les interactions entre les éléments dilués dans la matrice sont déterminées en faisant intervenir les coefficients d'interaction du premier ordre et du second ordre si nécessaire.

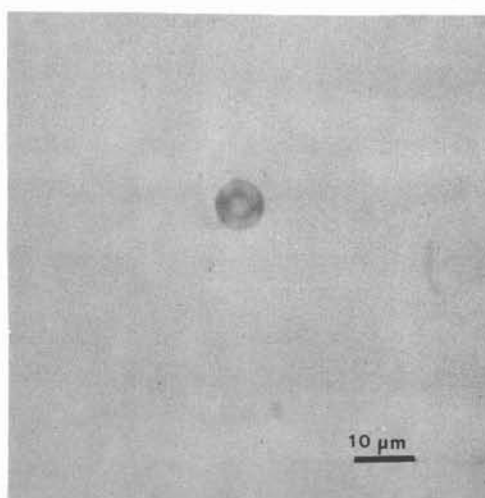
Les valeurs des enthalpies libres standard et des coefficients d'interactions peuvent être trouvées dans les compilations critiques de l'IRSID (7) et de la banque THERMODYNAMICS DATA.

En ce qui nous concerne, nous nous sommes limités à l'étude de la décantation des produits de la désoxydation par l'aluminium et le silicium.

Dans le cas d'une désoxydation à l'aluminium conduisant à une teneur finale en oxygène dissous inférieur à 0,050 %, la phase oxydée stable est l'alumine. Elle se présente sous la forme d'amas d'inclusions. Le silicium donne des inclusions sphériques de silice à peu près pure, vraisemblablement très plastiques à la température de l'essai (figure I-1).



Amas d'alumine



Inclusion de silice

Figure I-1. Aspect micrographique des produits de désoxydation.

La cinétique d'élimination des produits de désoxydation, liée à l'agitation du bain métallique, est contrôlée par la germination, la croissance, les propriétés superficielles des inclusions formées. Nous verrons que les caractéristiques des inclusions de silice comme celle des amas d'alumine créent une situation favorable à l'étude de l'action d'un champ électromagnétique sur la décantation. Dans ce qui suit, nous nous attacherons à recenser les phénomènes susceptibles d'être rencontrés au cours des essais.

I - 1. GERMINATION DES PRODUITS DE DESOXYDATION

La première étape d'une opération de désoxydation est l'introduction et la dissolution dans le bain d'acier du désoxydant.

Les désoxydants que nous avons utilisés ont été introduits sous forme solide. La faible quantité introduite en regard de la masse d'acier à désoxyder (0,1 % environ), la température de fusion relativement basse par rapport à la température de l'essai (660°C pour Al, 1410°C pour Si) et la forme non massive sous laquelle se trouvait le désoxydant, permettent d'estimer que la fusion proprement dite est rapide et n'influe pas sur la cinétique globale.

La dissolution du désoxydant dans le bain dépend des conditions opératoires. Une différence importante de cinétique a été mise en évidence à l'IRSID (7) selon que l'on procède par injection d'aluminium liquide à l'intérieur du bain ou par ajout d'aluminium solide en surface. Dans ce dernier cas la formation d'une couche superficielle riche en inclusions, de viscosité élevée, retarde la pénétration de l'aluminium.

Les conditions d'agitation rencontrées au cours d'un essai influent sur l'homogénéisation du bain. Il est certain que celle-ci sera beaucoup plus lente dans le cas d'une agitation par convection pure que dans celui d'un brassage gazeux ou électromagnétique par exemple.

A ce jour, à notre connaissance, aucune étude ne permet de préciser les ordres de grandeur du temps nécessaire à cette étape, ni dans quelle mesure la précipitation des oxydes dans le bain peut la perturber.

La germination des produits de la désoxydation a lieu, vraisemblablement, dès que le désoxydant commence à fondre, c'est-à-dire dès son introduction dans le bain.

Il existe deux types de germination :

- La germination homogène : les germes apparaissent dans un milieu continu homogène.
- La germination hétérogène : l'apparition des premiers cristallites est liée à la présence d'un substrat.

Dans une solution homogène (9) l'apparition de germes stables est thermodynamiquement possible dès que la sursaturation vérifie la relation

$$\frac{K_s}{K} = e^{\frac{\Delta G}{RT}} \quad (I.4)$$

où K_s est le produit $|X|^m \cdot |O|^n$ vrai dans le bain, si la phase qui précipite est $X_m O_n$

ΔG est l'enthalpie libre accompagnant le phénomène de germination. ΔG dépend essentiellement des énergies d'interface de la phase oxydée.

La germination homogène devient effective lorsque la quantité de germes de taille critique apparus par ce processus est suffisante, c'est-à-dire quand le taux de nucléation I est au moins égal à 10^7 noyaux $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$

$$I \text{ vérifie } I = A_0 e^{-\frac{\Delta G^*}{kT}} \quad (\text{I-5})$$

où A_0 est une constante égale à 10^{27} cm^{-3}

ΔG^* est l'enthalpie libre d'activation donnée par la relation

$$\Delta G^* = \frac{10 \pi \gamma^3}{2 (\Delta G)^2} \text{ erg/noyau} \quad (\text{I-6})$$

γ est l'énergie d'interface métal/phase oxydée.

Les valeurs de la sursaturation nécessaire à l'apparition de germes stables en milieu homogène sont

$$\begin{array}{lll} \text{pour } \text{SiO}_2 & 500 < \frac{K_s}{K} < 7000 \\ \text{pour } \text{Al}_2\text{O}_3 & 10^4 < \frac{K_s}{K} < 10^7 \end{array} \quad (9)$$

Ce sont des valeurs très importantes, rarement atteintes dans l'ensemble du bain, ce qui rend la germination homogène envisagée comme phénomène unique peu probable.

Il est cependant possible qu'aux tout premiers instants, après l'addition du désoxydant, il y ait germination homogène locale donnant lieu à une partie des précipités (9) ; c'est particulièrement le cas avec des désoxydants forts, tels que l'aluminium (10). En effet, lorsque la dissolution de l'agent de désoxydation n'est pas totalement terminée, des zones à forte sursaturation peuvent exister dans le bain. Ce phénomène est d'autant moins probable que l'effet du brassage est vigoureux.

La germination hétérogène est le mode le plus vraisemblable. Les nombreux oxydes présents dans le bain -déchets de creuset, pellicule d'oxyde sur le désoxydant, canne servant à son introduction (pour nos essais)- peuvent servir de substrat.

Tel est le cas lorsque l'inégalité suivante est satisfaite :

$$\gamma_{s-\text{sub}} < \gamma_{l-s} + \gamma_{l-\text{sub}} \quad (\text{I-7})$$

où les énergies d'interfaces sont :

$\gamma_{s-\text{sub}}$ entre la phase qui précipite et le substrat

γ_{l-s} entre le liquide et la phase précipitée

$\gamma_{l-\text{sub}}$ entre le liquide et le substrat.

Pour la silice, TORSELL, GATELLIER et OLETTE (11) ont mis en évidence la germination hétérogène en suivant la précipitation, par refroidissement, d'une solution liquide fer-silicium-oxygène.

I - 2. CROISSANCE DES INCLUSIONS

La dimension des germes stables est extrêmement petite. Par croissance, ces germes deviennent des inclusions de dimension voisine du micron.

Les deux phénomènes principaux qui provoquent la croissance des phases précipitées sont :

- la diffusion d'un élément présent en solution ; dans ce cas l'agitation du milieu n'est pas nécessaire.

- les collisions entre particules ; le mouvement du bain, ou des particules elles-mêmes, sont alors indispensables à la croissance.

I - 2.1. Les phénomènes de diffusion

- Croissance par diffusion

La croissance par diffusion ne fait intervenir que la diffusion de l'oxygène et celle du désoxydant dans le bain ; elle peut donc se produire en l'absence de tout mouvement.

En général, pour être assuré d'une désoxydation optimale, le désoxydant est ajouté en excès dans le bain ; eu égard aux ordres de grandeurs des concentrations en cause, de l'oxygène d'une part, du désoxydant d'autre part, il est raisonnable de penser que c'est la diffusion de l'oxygène qui limite la cinétique.

Dans ce cas, les expressions donnant le rayon des inclusions résultent généralement de l'écriture des équations de conservation de masse relatives à l'oxygène en solution.

TURKDOGAN (9) réfère la dimension d'une inclusion, r_i , à la dimension r_0 de la zone de diffusion lui ayant donné naissance.

$$\frac{r_i}{r_0} = \left| \frac{C(o) - C_m(t)}{C_s} \right|^{1/3} \quad (I-8)$$

où

- $C(o)$ est la concentration initiale en oxygène
- $C_m(t)$ est la concentration moyenne en oxygène au temps t
- C_s est la concentration en oxygène de la particule.

LINDBORG et TORSSELL (12) expriment la concentration en oxygène du bain, à distance infinie d'une inclusion, $C_\infty(t)$ en fonction du nombre d'inclusions, N , ayant précipité par unité de volume, de la concentration C_0 en oxygène à la frontière de cette inclusion et de la concentration C_s en oxygène dans l'inclusion elle-même :

$$C_{\infty}(t) = C_{\infty}(0) - N \cdot \frac{4}{3} \pi r^3(t) |C_S - C_0| \quad (I-9)$$

Le rayon final est alors obtenu lorsque la concentration en oxygène au bain est constante et égale à C_0 .

Les équations I-8 et I-9 sont, quant aux hypothèses, pratiquement équivalentes et ne représentent pas la répartition en taille des inclusions ayant précipité. En effet, elles sont établies en considérant que l'apparition de tous les germes se produit au même instant, que la croissance de ces inclusions s'effectue pour chacune d'entre elles à partir du même volume de bain et, enfin, qu'elles n'interagissent pas les unes sur les autres.

L'écriture de la cinétique de croissance par phénomène de diffusion fait intervenir le coefficient de diffusion D de l'oxygène dans le bain. LINDBORG et TORSSELL (12) proposent la loi de croissance suivante :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{D}{r} \cdot \frac{C_{\infty}(t) - C_0}{C_S - C_0} \quad (I-10)$$

où $C_{\infty}(t)$, C_0 , C_S ont les mêmes significations que précédemment.

Le temps mis par les inclusions pour atteindre 90 % de leur volume final, t_{90} , est très court. A titre d'exemple, pour des inclusions de silice ($C_S = 1,2 \text{ g/cm}^3$) qui précipitent à partir d'une solution à 600 ppm d'oxygène ($C_{\infty}(0) = 42.10^{-4} \text{ g/cm}^3$), et atteignent un rayon final de $2,5 \text{ } \mu\text{m}$ dans une solution à 100 ppm d'oxygène ($C_0 = 7.10^{-4} \text{ g/cm}^3$), le temps t_{90} calculé a pour valeur 0,2 s.

Le phénomène de croissance par diffusion est donc extrêmement rapide. Il l'est d'autant plus que la taille finale des inclusions est petite, c'est-à-dire, par voie de conséquence, que le nombre de germes qui leur a donné naissance est important.

Dans le cas idéalisé d'un bain sans aucune agitation, où seule la croissance par diffusion est possible et où les particules ne peuvent être éliminées que par flottation suivant la loi de STOKES, TURKDOGAN (9) fait apparaître l'importance des conditions de germination.

Cet auteur met en évidence une valeur optimale N_m du nombre de noyaux N à partir desquels s'est effectuée la croissance des particules.

. Si $N \ll N_m$ la grande taille des particules qui précipitent les fait décanter rapidement. Ces particules sont éliminées avant que l'équilibre thermodynamique ne soit atteint. Le niveau final en oxygène dissous est supérieur au niveau visé.

. Si $N \gg N_m$ les particules atteignent rapidement leur taille finale, extrêmement petite. Cette dernière ne leur permet pas de décanter totalement. L'efficacité de la désoxydation est mauvaise car il subsiste des inclusions dans le bain.

On constate cependant qu'en l'absence de tout mouvement du bain, la croissance par diffusion ne peut expliquer, à elle seule, la croissance des inclusions : il s'y superpose le phénomène de coalescence par diffusion.

- Coalescence par diffusion

La coalescence par diffusion provient de la variation de la concentration d'équilibre des constituants d'une particule dans le bain, au voisinage de cette particule, en fonction de la courbure de la surface. Ce phénomène a donc lieu quand les inclusions présentent une certaine distribution de tailles.

L'écriture de ΔG pour l'équilibre de l'oxygène entre la phase métallique (potentiel μ_m) et l'inclusion sphérique de rayon r (potentiel μ_i) conduit à la relation :

$$\mu_i - \mu_m = \frac{2\gamma}{r} \quad (I-11)$$

où γ est l'énergie d'interface entre l'inclusion et la phase métallique.

Lors de l'utilisation d'un désoxydant simple, toutes les inclusions sont de même nature. L'activité chimique de l'oxygène dans le bain, auprès d'une inclusion de petite taille est donc supérieure à celle qui existe auprès d'une inclusion de grande taille. Il y a donc croissance de la grosse inclusion par diffusion et dissolution de la petite inclusion.

La description du phénomène global fait intervenir un rayon critique r_{cr} . A l'instant t , les particules de taille inférieure à r_{cr} se dissolvent, les particules de taille supérieure grossissent.

LINDBORG et TORSSELL (12) ont donné la loi de variation de taille des particules de rayon r :

$$\frac{dr}{dt} = \frac{K}{r^2} \left(\frac{r}{r_{cr}} - 1 \right) \quad (I-12)$$

où

$$K = \frac{2\gamma V_m C_o D}{RT (C_s - C_o)}$$

V_m est le volume molaire de l'oxygène

γ est la tension d'interface oxyde-fer

C_o est la concentration d'oxygène dans le bain

C_s est la concentration d'oxygène dans l'oxyde

D est le coefficient de diffusion de l'oxygène dans le fer.

Lorsque la croissance par coalescence par diffusion a atteint un régime stationnaire, r_{cr} est égal aux $\frac{2}{3}$ du rayon des plus grosses inclusions et croît suivant la loi

$$r_{cr}^3 = \frac{4}{9} Kt \quad (I-13)$$

Ce type de croissance est extrêmement lent : l'application numérique au cas de SiO_2 dans le fer donne $\frac{4}{9} K = 1,0 \cdot 10^{-4} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$. Le rayon critique passe ainsi de $2,5 \mu\text{m}$ à $3 \mu\text{m}$ en une demi heure. Le nombre de particules en présence n'intervenant pas, le phénomène décrit caractérise donc l'évolution en taille des dernières particules restant à éliminer lors de la désoxydation.

I - 2.2. Croissance par collisions

- Croissance par le mouvement brownien

La croissance par mouvement brownien, bien qu'ayant lieu en l'absence de tout mouvement macroscopique du bain, ne fait pas intervenir la diffusion d'une espèce chimique.

C'est par collision que les particules grossissent.

SMOLUCHOWSKI (13) donne la loi de variation du nombre total de particules $n(t)$ en fonction du temps

$$n(t) = \frac{n(o)}{1 + 8 kT n(o) t / 3 \mu} \approx \frac{3 \mu}{8 kT t} \quad (I-14)$$

où $n(o)$ est le nombre initial de particules
 μ est la viscosité du liquide.

Cette loi a permis à LINDBORG et TORSSELL d'estimer que le temps nécessaire à l'obtention de particules de quelques microns est de 10^4 s pour une désoxydation de l'acier par le silicium.

Même en l'absence de mouvement macroscopique, la croissance par le mouvement brownien est donc un phénomène très lent et par voie de conséquence peu important.

- Croissance due aux mouvements macroscopiques dans le bain

La croissance par collisions dépend du mouvement des particules qui décan- tent (loi de STOKES) et du mouvement d'agitation du bain. C'est probablement le type de croissance le plus important. La difficulté de son étude provient du fait que les observations ne concernent que des mesures globales dans lesquelles il est difficile de dissocier les différentes contributions.

Il est commode de déterminer le nombre de collisions par unité de volume $N(r_1, r_2)$ entre les particules de rayon r_1 et r_2 dès lors que l'on sait exprimer le volume de

collisions $V(r_1, r_2)$ tel que

$$N(r_1, r_2) = V(r_1, r_2) \cdot n(r_1) \cdot n(r_2) \quad (I-15)$$

$n(r_i)$ étant le nombre de particules de rayon r_i par unité de volume.

Le nombre de collisions ainsi déterminé ne fait pas intervenir l' "efficacité" de la collision, $E(r_1, r_2)$ qui tient essentiellement compte des déviations de trajectoires.

Pour les collisions dues à la seule décantation suivant la loi de STOKES, le volume de collisions $V_{St}(r_1, r_2)$ est le volume tel que toutes les particules de tailles r_1 et r_2 qui s'y trouvent entrent en collision pendant l'unité de temps. Les collisions sont dues à des vitesses ascensionnelles différentes en fonction du rayon :

$$U_{St} = \frac{2}{9\mu} (\rho_F - \rho_P) g r^2 = k_{St} r^2 \quad (I-16)$$

où

μ est la viscosité dynamique du fluide

ρ_F et ρ_P les masses volumiques du liquide et des particules

g est l'accélération de la pesanteur

r est le rayon de l'inclusion.

Le volume de collisions ainsi déterminé est

$$V_{St}(r_1, r_2) = k_{St} |r_1^2 - r_2^2| \pi (r_1 + r_2)^2 \quad (I-17)$$

L'efficacité des collisions dépend de la taille des particules. Pour les particules de petite taille qui présentent un nombre de REYNOLDS $Re = \rho_F \frac{U_{St} r}{\mu} \ll 1$, le comportement du fluide est celui d'un fluide visqueux. Les particules, qui ont une faible inertie sur leur trajectoire, décantent avec leur propre vitesse U_{St} ; mais elles sont drainées par le liquide si celui-ci entre en mouvement. Les grosses particules, dans leur mouvement ascensionnel, déplacent le liquide et écartent de leur trajectoire les petites particules cibles, diminuant ainsi l'efficacité de collision.

TURKDOGAN (9) de même que IYENGAR et PHILBROOK (14) citent une expression de cette efficacité pour des particules telles que $Re < 1$

$$E_{St} = \frac{0,0625 (r_2 / r_1)^2}{(1 + r_2 / r_1)^2} \quad r_1 > r_2 \quad (I-18)$$

Les applications numériques que l'on peut faire montrent qu'il y a peu de chances pour que les particules croissent par collisions dues aux vitesses de montée différentes.

Les collisions entre particules causées par le mouvement du fluide sont

dues aux gradients de vitesse résultant de la turbulence du mouvement : le nombre de collisions fait donc intervenir l'énergie d'agitation du milieu. Il est souvent fait appel, pour caractériser cette énergie, à des grandeurs caractéristiques déterminées empiriquement par les mécaniciens des fluides.

SHAFFMAN et TURNER (15) déterminent le volume de collision, pour les particules de rayon r_1 et r_2 , en considérant que les particules de rayon r_1 entrant en collision avec les particules de rayon r_2 sont celles dont la trajectoire passe dans la sphère de rayon $(r_1 + r_2)$ centrée sur r_2 . Dans l'hypothèse d'un mouvement turbulent isotrope, et d'une dimension de particule, petite, par rapport à l'échelle du tourbillon, ces auteurs donnent :

$$V_g(r_1, r_2) = \frac{4}{3} \pi^{1/2} (r_1 + r_2)^3 \left(\frac{\epsilon}{\nu} \right)^{1/2} \quad (I-19)$$

où ϵ est l'énergie dissipée par le mouvement par unité de temps et par unité de masse. ϵ s'exprime en cm^2/s^3 .

ν est la viscosité cinématique du fluide.

LINDBORG et TORSSELL font un calcul semblable dans le cas d'un régime laminaire ; U étant la vitesse du fluide, ils obtiennent l'expression

$$V_g(r_1, r_2) = \frac{4}{3} |\vec{\text{grad}} U| (r_1 + r_2)^3$$

Ces expressions des volumes de collisions sont ponctuelles. Pour représenter ce qui se passe pour l'ensemble de la charge, il est nécessaire de décomposer celle-ci en régions dans lesquelles ϵ ou $|\vec{\text{grad}} U|$ ont des valeurs sensiblement constantes.

C'est ainsi que dans le cas d'une agitation par convection naturelle, IYENGAR et PHILBROOK (14), partagent le creuset cylindrique en deux régions concentriques : dans la région centrale, le mouvement est descendant et $|\vec{\text{grad}} U| \approx 0,086 \text{ s}^{-1}$, dans la région périphérique le mouvement est ascendant et $|\vec{\text{grad}} U| \approx 0,01 \text{ s}^{-1}$. Ces valeurs de $\vec{\text{grad}} U$ sont obtenues expérimentalement d'après les gradients de pression.

Dans le cas d'un mouvement quelconque du bain, LINDBORG et TORSSELL (12) préfèrent partager le bain en une zone centrale et une couche limite, pour laquelle le gradient de vitesse est de l'ordre de $\frac{U_m}{\delta}$, U_m étant la vitesse macroscopique moyenne dans la charge, et δ l'épaisseur de la couche limite. Cette valeur du gradient est très importante, mais elle ne concerne qu'un faible volume. La participation totale de la couche limite au gradient de vitesse global est :

$$|\vec{\text{grad}} U| \approx \frac{U_m}{\delta} \cdot \frac{5\delta}{D} = \frac{5 U_m}{D} \quad (I-21)$$

où D est le diamètre du creuset.

Pour la partie centrale, à mouvement turbulent, il est nécessaire de faire intervenir une longueur caractéristique λ_0 du mouvement. C'est l'échelle de longueur pour laquelle le comportement du fluide est visqueux. La participation à $|\vec{\text{grad}} U|$ de cette zone est

$$|\vec{\text{grad}} U| \approx \frac{U}{\lambda_0} \approx \frac{U_m^3}{\nu^{1/2} D^{1/2}} \quad (\text{I-22})$$

La valeur de $|\vec{\text{grad}} U|$ pour la charge complète est alors la somme des deux contributions.

$$|\vec{\text{grad}} U| = \frac{5 U_m}{D} + \frac{U_m^3}{\nu^{1/2} D^{1/2}} \quad (\text{I-23})$$

De la même façon que pour les collisions résultant de la loi de STOKES, il est nécessaire de faire apparaître l'efficacité des collisions E_g .

D'après IYENGAR et PHILBROOK (14)

$$E_g = 1 + \frac{0,75 \ln(2 \text{ Stk})^{-2}}{\text{Stk} - 1,214} + A^2 - \frac{3}{2} A + \frac{1}{2} A^{-1} \quad (\text{I-23})$$

$$\text{où } \text{Stk} = \frac{\rho_p}{\rho_f} \frac{Re}{g}$$

$$\text{et } A = \left(1 + \frac{r_1}{r_2}\right)$$

Les valeurs de E_g que l'on peut calculer sont en général plus élevées que celles de E_{St} . Il est donc vraisemblable que les collisions dues à l'agitation du fluide sont plus nombreuses que celles dues aux vitesses de décantation naturelle ; ceci est d'autant plus vrai que le nombre de collisions potentielles déterminé par $N(r_1, r_2)$ augmente rapidement avec la vitesse macroscopique moyenne du fluide.

I - 2.3. Rôle des phénomènes superficiels dans la croissance

Lorsque deux particules sont entrées en collision, pour qu'elles coalescent il faut qu'il y ait retrait du film de métal liquide subsistant entre elles.

Le mouillage des inclusions par le bain est caractérisé par l'angle de raccordement θ entre le métal et l'oxyde constituant l'inclusion (figure I-2).

$$\text{L'équilibre s'écrit } \gamma_s - \gamma_{sm} - \gamma_m \cos \theta = 0$$

où γ_s est l'énergie superficielle du solide

γ_m est l'énergie superficielle du liquide

γ_{sm} est la tension interfaciale à l'interface métal liquide - inclusion solide.

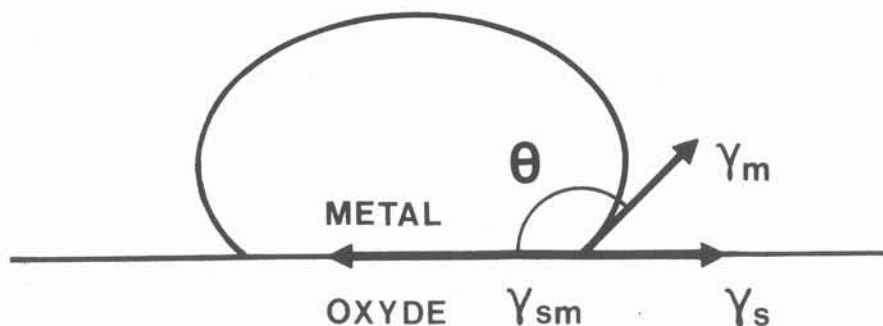


Figure I-2. Forme d'une goutte de métal posée sur un support d'oxyde solide.

Dans le cas du mouillage parfait ($\theta = 0$), ce qui est un cas limite, il ne peut y avoir contact ponctuel entre deux particules, ni même formation d'un espace vide, un film de métal restant toujours sur chacune d'elles. Il ne semble pas dans la pratique que cela se produise (16). Au contraire, si l'angle de raccordement n'est pas nul, un retrait de métal de la surface d'une inclusion peut avoir lieu, entraînant soit un contact particule-particule, soit pour deux éléments de surface suffisamment proches, formation spontanée d'un espace vide. Ce dernier phénomène se produit si le ΔG qui l'accompagne est négatif, c'est-à-dire, puisqu'il y a formation de deux interfaces métal-vide et disparition de deux interfaces métal-inclusion si :

$$\Delta G = 2 (\gamma_s - \gamma_{sm}) < 0$$

ou
$$\Delta G = 2 \gamma_m \cos \theta < 0 \quad (I-25)$$

Il apparaît donc que la formation d'amas ou la coalescence de particules liquides est probable si $\theta > 90^\circ$ et ne l'est pas si $\theta < 90^\circ$.

Sur le plan strictement géométrique, l'exigence $\theta > 90^\circ$ revient à dire que le ménisque entre deux surfaces très proches est convexe et que le rapprochement de ces surfaces expulse le métal en augmentant la dépression capillaire.

Dans le cas $\theta < 90^\circ$ le ménisque est concave et un rapprochement des deux surfaces a tendance à remplir de métal l'espace entre les particules.

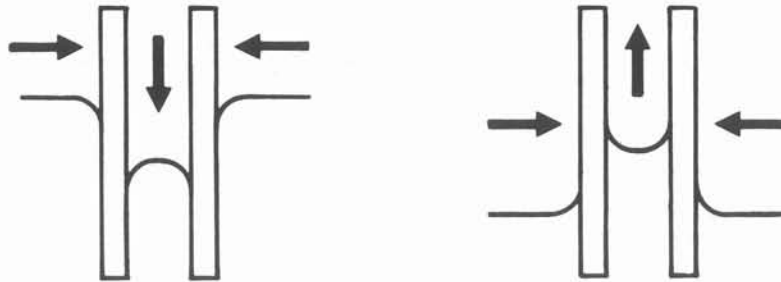


Figure I-3. Rôle de la forme du ménisque lors de l'établissement d'un contact entre deux surfaces.

Le tableau (I-1) donne quelques valeurs des angles de raccordement.

Oxyde solide	Métal liquide	Angle de raccordement en degrés
Al_2O_3	Fer pur	111 ± 4
SiO_2		110 ± 10
Ca O		130
TiO_2		72 à 84
MgO - Al_2O_3		103

Tableau I-1. Valeurs d'angle de raccordement (θ) d'après (8)

I - 3. COHESION DES AMAS, FRITTAGE DES PARTICULES

Lorsque deux particules sont entrées en contact , elles peuvent :

- coalescer et ne former qu'une inclusion plus grosse; c'est le cas des inclusions de silice,
- ou former un amas et conserver sensiblement leur forme initiale, comme par exemple, le font celles d'alumine.

Dans un premier temps, la cohésion des amas d'alumine a été attribuée aux phénomènes superficiels, les particules étant réputées rester en contact sans réagir (16). S'il ne fait pas de doute que la formation d'interface inclusions-vide est la première étape de la formation des amas, les moyens nouveaux d'observation micrographique ont montré qu'il y a, dans le cas de l'alumine, frittage des particules. OOI, SEKINE et KASAI (17) ont en effet observé pour des amas d'alumine extraits de la matrice fer, que la distance d , entre les centres de deux particules de rayon r_1 et r_2 est telle que $d < r_1 + r_2$

L'étude de la cinétique de croissance du pont entre les particules a permis à ces auteurs de mettre en évidence une croissance par diffusion en volume des lacunes. La formation de pont de largeur $2x$ est relativement rapide puisque l'on a :

$\frac{x}{r} = \frac{1}{10}$ après 1 à 5 secondes de contact pour des particules de même rayon. Sa croissance ultérieure est beaucoup plus lente.

La cohésion des amas d'oxydes solides est donc très grande, et il n'est pas étonnant de les retrouver tout au long des manipulations du métal liquide, et, les voir atteindre de grandes dimensions.

I - 4. ELIMINATION DES INCLUSIONS

C'est la troisième phase de la désoxydation. Comme pour la croissance des particules il faut tenir compte de deux aspects : l'un cinétique décrivant le nombre de collisions possibles d'une particule avec l'interface métal-creuset ou l'interface métal-atmosphère, l'autre thermodynamique faisant intervenir les phénomènes superficiels et déterminant la possibilité d'accrochage aux parois ou de flottation en surface.

I - 4.1. Aspect cinétique de l'élimination

Comme pour la description de la croissance par collisions, trois cas peuvent être envisagés pour l'élimination.

- les particules décantent uniquement suivant la loi de STOKES.
- les particules sont soumises au mouvement de convection naturelle.
- le mouvement du bain est quelconque, et il faut décrire ce qui se passe dans la couche limite aux parois. Ce dernier cas est le plus intéressant car le plus général.

LINDBORG et TORSSELL (12) décrivent la décantation suivant la loi de STOKES. Ils admettent que toute particule qui atteint la surface libre est éliminée. Dans cette hypothèse, la fonction $f(r)$ telle que les particules de dimension comprise entre (r) et $(r + dr)$ sont au nombre de $f(r)dr$, doit varier suivant l'une ou l'autre des lois suivantes :

- Si le bain n'est pas agité, la concentration en inclusions ne reste pas homogène au cours de la décantation et :

$$f(r) = f_0(r) \cdot \left(1 - \frac{t}{t_h}\right) \quad (I-26)$$

avec $t_h = \frac{h}{u(r)}$ où h est la hauteur du bain et $u(r)$ la vitesse ascensionnelle des inclusions de rayon r .

- Si le bain est agité, la concentration en inclusions reste homogène au cours de la décantation et :

$$f(r) = f_0(r) \exp\left(-\frac{t}{t_h}\right)$$

Bien que dans ce dernier cas la présence d'une agitation soit contradictoire avec une élimination uniquement basée sur la loi de STOKES, on observe un accord, peut-être fortuit, entre les résultats de l'expression et ceux des observations de TORSSELL pour des inclusions de silice. Ceci pourrait faire penser que l'élimination en surface est prédominante, les autres phénomènes pouvant entraîner la modification de la cinétique ayant un effet secondaire.

IYENGAR et PHILBROOK (14) font intervenir le mouvement du bain pour déterminer la cinétique d'élimination. Le mouvement choisi est la convection naturelle, il est décrit comme la conjonction d'un courant ascendant suivant une couronne de rayon intérieur R_1 et de rayon extérieur R_c égal à celui du creuset, et d'un courant descendant dans un cylindre central de rayon R_1 .

Trois cas peuvent alors être envisagés :

- toutes les particules qui arrivent au sommet du creuset sont éliminées. La condition pour que ce type d'élimination ait effectivement lieu est que le temps de séjour soit supérieur au temps nécessaire à la rupture du film métallique sous lequel elles se trouvent. Ceci est certainement vrai pour des inclusions ayant une grande tension superficielle, c'est le cas de l'alumine et des aluminates.

- Les particules qui parviennent en surface n'y restent pas suffisamment longtemps pour émerger. Elles sont donc réentraînées dans le bain, et ce sont elles qui se trouvent dans une zone proche des parois, où le mouvement du fluide est très ralenti, qui décantent. Elles le font alors suivant la loi de STOKES. Ce peut être le cas d'inclusions ayant une faible tension superficielle, c'est-à-dire celles qui sont bien mouillées par le fer liquide, telles que les silicates ou les inclusions contenant beaucoup de FeO .

- Le mouvement du bain n'est pas suffisant pour entraîner les particules, et nous nous trouvons dans le cas décrit par LINDBORG et TORSSELL.

IYENGAR et PHILBROOK, pour la désoxydation au silicium, estiment d'après leurs résultats expérimentaux que ce qui se passe dans la pratique est intermédiaire entre

les deux derniers processus cités. Il faut cependant signaler que ces auteurs, juste après introduction du désoxydant, agitent le bain pendant 30 à 45 s par bullage d'argon. Ce temps est relativement long par rapport au temps généralement observé pour la demi élimination des inclusions de silice lors de la désoxydation en laboratoire d'un kilo de fer.

Les processus d'élimination qui ont été décrits ne font pas intervenir l'élimination aux parois. On observe cependant, même dans le cas d'un bain non agité, qu'une certaine quantité de produits de désoxydation est déposée sur les parois. Ce sont des études de répartition faites avec des traceurs radioactifs qui l'ont montré.

La répartition aux parois est essentiellement influencée par ce qui se passe dans la couche limite.

Cette couche est la partie du bain dans laquelle la vitesse passe de sa valeur moyenne à zéro sur la paroi : figure I-4.

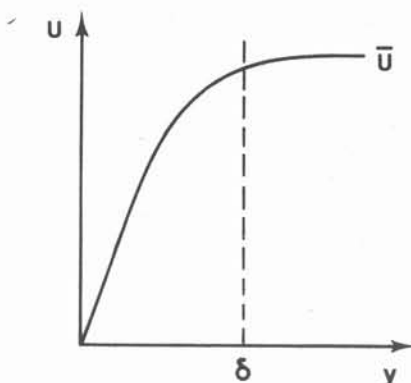


Figure I-4. Profil de vitesse le long d'une paroi.

Les mécaniciens des fluides déterminent l'épaisseur δ de la couche limite par des formules semi-empiriques : pour une plaque plane, nous avons :

$$\delta = \frac{30 \nu}{U} \quad (17)$$

où

ν est la viscosité cinématique du fluide

U est la vitesse macroscopique du bain.

Dans la mesure où δ est comprise entre 20 et 30 μm , valeurs qui semblent raisonnables dans le cas de nos expériences (18), l'approximation de la plaque plane est justifiée, même à l'échelle du laboratoire sur un kilo d'acier.

Plusieurs hypothèses peuvent être émises, concernant le comportement d'une inclusion entrant dans la couche limite :

- le mouvement du bain est laminaire et toute inclusion entrant dans la couche limite est éliminée. Si le mélange est complet, c'est-à-dire si la densité en particules est homogène, le temps d'élimination calculé est beaucoup trop grand pour expliquer ainsi l'élimination. Cette hypothèse est à rejeter.

- le mouvement du bain est laminaire, la couche limite est à profil parabolique et les particules qui y entrent sont soumises à l'effet d'entraînement. Cette hypothèse ne peut non plus convenir, car le mouvement d'une particule est alors dirigé de la paroi vers le centre de la charge.

- le mouvement du bain est turbulent, les particules suivent ce mouvement, ainsi que son amortissement lorsqu'elles se rapprochent des parois dans la couche limite.

Au voisinage de la paroi, la pente du profil des vitesses est très importante, le film visqueux est très fin, et la contrainte de cisaillement τ est égale à $\mu \frac{dU_x}{dy}$, ce qui donne une vitesse U_x proportionnelle à y .

L'équation de continuité du fluide :

$$\frac{\partial U_x}{\partial x} + \frac{\partial U_y}{\partial y} = 0 \text{ entraîne la proportionnalité de } U_y \text{ à } y^2.$$

Le facteur de proportionnalité donné par ENGH et LINDSKOG (18)

$$U_y = \frac{0,72 \cdot 10^{-2} U_m^3}{v^2} y^2 \quad (I-28)$$

est déterminé pour un écoulement turbulent en conduite lisse dans lequel la fluctuation de vitesse est la moitié de la vitesse moyenne.

En choisissant comme longueur de mélange de PRANDTL $l = 0,4 y$, le coefficient de diffusion par turbulence est

$$D_p = 0,29 \cdot 10^{-2} \frac{U_m^3}{v^2} y^3 \quad (I-29)$$

Le flux de particules parvenant à la paroi s'écrit, par application de la loi de FICK, et pour les particules de rayon r :

$$j_r = - D_p \frac{d C_r}{dy}$$

soit

$$j_r = 2 \alpha r^2 (C_r)_{\text{bain}}$$

Le terme $(2 \alpha r^2)$ est homogène à une vitesse, il peut être défini comme la vitesse d'élimination des particules de rayon r .

$$v(r) = 0,58 \cdot 10^{-2} \frac{U_m^3}{v^2} r^2 \quad (I-30)$$

Cette expression est intéressante parce qu'elle montre que l'élimination aux parois dépend fortement de l'agitation du bain (à la puissance 3). De plus, le fond des creusets n'est pas a priori exempt de particules séparées.

LINDER (19) tient compte également de brusques changements de direction de l'écoulement du bain, c'est notamment ce qui se passe aux jonctions fond-parois latérales ou surface-parois latérales du creuset.

Si le bain a une vitesse U_y perpendiculaire à la paroi du creuset et après contact avec cette paroi, une vitesse U_x parallèle à celle-ci à la distance r , la quantité de particules passant à une distance inférieure à r de la paroi est, par conservation des masses, dans un creuset de rayon R

$$N(r) = \frac{r}{2} \left(\frac{dU}{dy} \right)_{y=0} 2 \pi R r (C_r) \quad (I-31)$$

où C_r est la concentration en inclusions de rayon r dans le bain.

Cette quantité de particules éliminées peut également s'écrire

$$N(r) = \pi R \cdot r^2 \frac{\tau}{\mu} C_r$$

La forme de l'écoulement du métal dans le creuset peut donc intervenir dans le dépôt de particules sur les parois. Ce phénomène est susceptible de prendre de l'importance dans la mesure où l'on peut intervenir sur la forme des courants de circulation dans le creuset.

I - 4.2. Importance des phénomènes de surface

Les phénomènes de surface déterminent la possibilité de séparation, tant sur les parois du creuset qu'à l'interface métal-gaz.

En ce qui concerne l'accrochage aux parois, ce sont les mêmes considérations que pour la coalescence des inclusions dont il faut tenir compte.

En surface du bain, deux cas peuvent se présenter (16). Soit l'inclusion ne peut jamais émerger parce que son mouillage par le métal est très bon, soit elle émerge et peut surnager. Ce dernier cas est le plus favorable à une séparation. Il y a cependant des formes du mouvement en surface qui peuvent causer un réentraînement dans le bain. C'est le cas, par exemple, d'un mouvement descendant en un autre point que la jonction métal-creuset-atmosphère.

Les conditions thermodynamiques de l'émersion d'une plaque d'oxyde peuvent s'exprimer simplement si cette plaquette a de petites dimensions.

Soit γ_s la tension superficielle du solide
 γ_m celle du métal
 γ_{sm} la tension interfaciale à l'interface métal-oxyde.

L'émersion de la plaque crée une interface oxyde-gaz en remplacement d'une interface liquide-gaz et d'une interface oxyde-métal. La variation d'enthalpie du système est

$$\Delta G = \gamma_s - \gamma_{sm} - \gamma_m.$$

L'émersion est spontanée si $\Delta G < 0$ soit

$$\gamma_{sm} > \gamma_s - \gamma_m \quad (I-32)$$

L'émersion est donc favorisée

- par une haute valeur de γ_{sm} ,
- par une énergie superficielle élevée du métal, c'est-à-dire l'absence de soluté tensio-actif et en particulier d'oxygène,
- par une basse tension superficielle de l'oxyde.

Il semble d'après les valeurs obtenues expérimentalement que les tensions superficielles des oxydes solides soient toujours plus basses que celles du fer ou des aciers désoxydés, et que l'émersion des particules soit toujours spontanée.

Le tableau (I-1) déjà cité donne quelques valeurs d'angles de raccordement.

Pour améliorer l'émersion des inclusions d'oxyde, il peut être fait appel à un laitier de couverture. L'équation de base s'écrit alors

$$\Delta G = \gamma_{sl} - \gamma_{ml} - \gamma_{sm} \quad (I-33)$$

où γ_{sl} est la tension interfaciale solide laitier,
 γ_{ml} est la tension interfaciale métal-laitier.

Lorsqu'il y a réaction entre le laitier et l'inclusion, la tension interfaciale γ_{sl} tend vers zéro et la condition $\Delta G < 0$ est facilement vérifiée. La présence d'un laitier est dans ce cas bénéfique.

Par ailleurs, on constate que les valeurs γ_{ml} mesurées sont inférieures à γ_m . Donc, lorsque le laitier ne réagit pas sur les inclusions, il a une action défavorable à leur émersion (19).

Il semble cependant que l'influence de γ_{sl} l'emporte sur celle de γ_{ml} .

I - 4.3. Phénomène global d'élimination des inclusions

La description du phénomène global se fait par addition de tous les paramètres qui ont été mis en évidence, tant du point de vue collisions qu'élimination. Le plus simple est d'exprimer la loi de variation du nombre de particules du rayon r_i

$$\frac{dn(r_i)}{dt} = \frac{1}{2} \int_{r_m=0}^{r_i} \int_{r_l=0}^{r_i} C(l,m) dr_m dr_l - \int_0^{r_{\max}} C(i,m) dr_m - E \quad (I-34)$$

où $C(l,m)$ représente le nombre de collisions par unité de temps entre les particules de rayons r_l et r_m .

Dans cette expression, le premier terme correspond à la formation d'une particule de rayon r_i à partir de deux autres particules.

Le deuxième terme correspond à la disparition d'une particule de rayon r_i par collisions avec d'autres particules.

Le terme E correspond à l'élimination hors du bain des particules r_i

- en surface par la loi de STOKES,
- aux parois par diffusivité turbulente,
- aux parois par changement brusque de la direction d'écoulement du bain.

Nous venons de décrire les phénomènes entrant dans le processus de désoxydation lorsque le bain est agité par convection naturelle ou par convection d'origine quelconque.

Cette origine peut être électromagnétique, comme nous l'exploiterons dans ce qui va suivre. Il faut prendre garde au fait que la contribution des forces électromagnétiques, elles-mêmes, n'est pas prise en compte dans l'établissement des expressions précédentes.

Les forces que nous décrirons par la suite exercent une action sur le métal, mais aussi sur les particules d'oxyde qui s'y trouvent.

La suite du mémoire mettra en évidence l'effet du champ électromagnétique sur la cinétique d'élimination des particules, sur l'écoulement du métal dans le creuset, et, en conséquence, sur la localisation des inclusions séparées.

C H A P I T R E I I

ASPECTS DE L'ACTION D'UN CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

SUR DES PHASES CONDENSEES

L'application d'un champ électromagnétique à une charge conductrice développe à l'intérieur de celle-ci des courants induits appelés courants de FOUCAULT.

L'effet des courants est double :

- du point de vue thermique, ils permettent par effet Joule le chauffage de la charge.
- du point de vue mécanique, lorsque la charge est liquide, ils créent un mouvement de brassage.

La façon dont est développé l'effet mécanique permet de distinguer deux types de brassage :

- Si l'effet mécanique résulte de l'action de champs magnétiques glissants produits par des enroulements déphasés, le brassage est dit asynchrone : figure II-1.

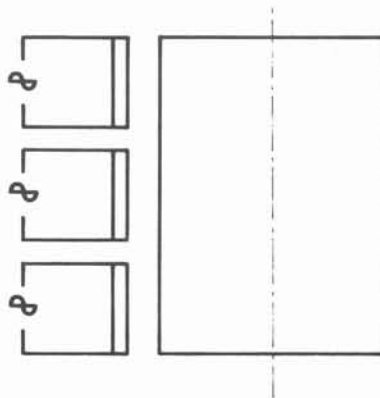


Figure II-1. Schéma de brasseur à champ glissant.

Il résulte du même phénomène que l'entraînement des moteurs asynchrones. C'est le principe des brasseurs commercialisés, notamment par ASEA-SKF.

Lorsque l'effet mécanique résulte de l'action d'un champ magnétique stationnaire alternatif, le brassage est généralement appelé "brassage répulsif". C'est l'effet rencontré dans les fours à creuset dans lesquels toute la charge est soumise au champ électromagnétique, figure II-2.

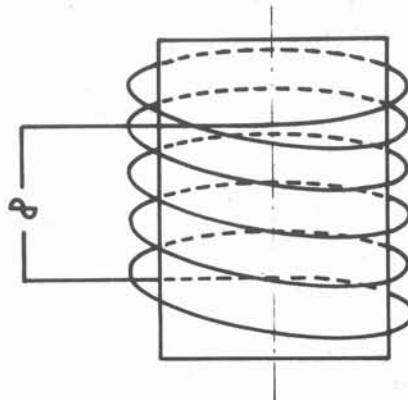


Figure II-2. Schéma d'un four à creuset.

C'est ce type de brassage que nous étudions.

II - 1. RAPPEL DES LOIS FONDAMENTALES DE L'ELECTROMAGNETISME

Les lois qui régissent l'évolution des grandeurs électromagnétiques sont :

- Les équations de MAXWELL (21), indépendantes du matériau, elles résultent uniquement des définitions de grandeurs électromagnétiques ainsi que du principe de conservation de la charge d'espace. Ce sont :

$$\text{- la loi d'Ampère} \quad \text{rot } (\vec{H}) = \left(\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right) \quad (\text{II-1})$$

$$\text{- la loi de Faraday} \quad \text{rot } (\vec{E}) = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-2})$$

$$\text{div } (\vec{B}) = 0 \quad (\text{II-3})$$

$$\text{div } (\vec{D}) = q \quad (\text{II-4})$$

où

- \vec{H} est le champ magnétique en $V.m^{-1}$
- \vec{J} est la densité de courant en $A.m^{-2}$
- \vec{D} est le déplacement électrique en $C.m^{-2}$
- \vec{E} est le champ électrique en $V.m^{-1}$
- \vec{B} est le vecteur induction magnétique en $A.m^{-1}$
- q est la densité spatiale de charges en $C.m^{-3}$

- Les lois constitutives du matériau

$$\epsilon \vec{E} = \vec{D} \quad \vec{J} = \sigma \vec{E} \quad (II-5)$$

$$\mu \vec{H} = \vec{B} \quad (II-6)$$

où μ est la perméabilité magnétique en H/m, dans le vide $\mu = \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$
 ϵ est la constante diélectrique en F/m, dans le vide $\epsilon = \epsilon_0 = \frac{1}{36\pi} \cdot 10^{-9} \text{ F.m}^{-1}$

Dans les métaux, comme dans tous les corps conducteurs, le temps de transit de l'onde électromagnétique est extrêmement petit par rapport à tous les autres temps caractéristiques. Les équations se ramènent alors à celles de l'électromagnétisme. Leur transcription dans les cas réduits qui nous intéressent donne :

$$\text{- la loi d'Ampère} \quad \text{rot}(\vec{B}) = \mu \vec{J} \quad (II-7)$$

$$\text{- la loi de Faraday} \quad \text{rot}(\vec{E}) = - \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (II-8)$$

$$\text{- la loi d'Ohm} \quad \vec{J} = \sigma (\vec{E} + \vec{u} \wedge \vec{B}) \quad (II-9)$$

$$\text{- la loi de Kirchoff} \quad \text{div}(\vec{J}) = 0 \quad (II-10)$$

$$\text{- la condition sur } \vec{B} \quad \text{div}(\vec{B}) = 0 \quad (II-11)$$

Toutes ces équations associées à des conditions limites convenablement choisies permettent la détermination du champ et des courants dans la charge.

II - 2. L'EFFET DE PEAU - DEFINITION DU NOMBRE SANS DIMENSION R_ω

L'effet de peau est le phénomène le plus remarquable du comportement d'un champ électromagnétique alternatif dans un corps conducteur. Le champ magnétique ne pénètre pas uniformément le conducteur : il est confiné dans une peau. Ce confinement est d'autant plus marqué que la fréquence du champ est élevée.

On peut avoir une bonne idée de l'effet de peau en considérant un conducteur

massif semi infini, situé dans un champ électromagnétique uniforme alternatif. La combinaison de la loi d'Ampère et de la loi d'Ohm donne

$$\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} (\vec{B}) = \mu \sigma \left[-\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \vec{\text{rot}} (\vec{u} \wedge \vec{B}) \right] \quad (\text{II-12})$$

U et L étant les vitesses et longueurs caractéristiques à considérer pour les dispositifs expérimentaux qui nous utilisons, les très petites valeurs du nombre de Reynolds Magnétique $R_m = \mu \sigma U.L$, permettent alors de simplifier l'équation (II-12) en :

$$\vec{\text{rot}} \vec{\text{rot}} (\vec{B}) = -\mu \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (\text{II-13})$$

En appelant δ une longueur caractéristique de variations spatiales du champ électromagnétique dans le conducteur, l'égalité nécessaire des deux membres de l'équation (II-13) implique, pour un champ alternatif de fréquence $\frac{\omega}{2\pi}$

$$\frac{|\vec{B}|}{\delta^2} \approx \mu \sigma \omega |\vec{B}|$$

soit $\mu \sigma \omega \delta^2 \approx 1$ (II-14)

La résolution de l'équation du champ \vec{B} , dans le cas simple d'une géométrie unidimensionnelle donne

$$\vec{B}(z) = \vec{B}_0 e^{-(1+i)\frac{z}{\delta}} e^{i\omega t} \quad (\text{II-15})$$

où z est la profondeur du point considéré par rapport à la surface du conducteur,

\vec{B}_0 est le champ en surface de la charge conductrice

δ est la longueur définie en (II-14).

On remarque que le flux total du champ à travers le conducteur est égal au flux d'un champ uniforme de valeur \vec{B}_0 dans l'épaisseur δ .

δ peut être appelée profondeur de pénétration du champ dans le conducteur (21).

La loi de distribution des courants de Foucault suit de façon semblable la relation :

$$\vec{J} = \vec{J}_0 e^{-(1+i)\frac{z}{\delta}} e^{i\omega t} \quad (\text{II-16})$$

où \vec{J}_0 est la densité de courant en surface du conducteur.

Il faut noter que la forme de la charge, notamment à ses extrémités, et la géométrie de l'inducteur modifient sensiblement les densités de courants induits. La détermination des densités se fait analytiquement dans les cas simples, ou bien numériquement, ainsi que nous le verrons ultérieurement.

Pour définir de façon simple le domaine des hautes ou basses fréquences, il est commode d'introduire, par analogie avec R_m , le nombre sans dimension R_ω . Le dernier exprime le rapport entre le rayon du creuset et la profondeur de pénétration :

$$R_\omega = \mu \sigma \omega R^2 = \frac{R^2}{\delta^2} \quad (\text{II-17})$$

Les valeurs de R_ω permettent de déterminer le domaine de fréquence pour une charge donnée : $R_\omega \ll 1$ correspond à des basses fréquences, $R_\omega \gg 1$ correspond à des hautes fréquences.

II - 3. L'EFFET THERMIQUE - GRADIENT DE TEMPERATURE DANS LA CHARGE

La production de chaleur est développée par effet Joule. Elle est donc concentrée dans une profondeur sensiblement égale à la profondeur de pénétration des courants de Foucault. Ce phénomène est largement utilisé pour les traitements thermiques de pièces mécaniques. Dans les métaux fondus, l'échauffement a toujours lieu dans la peau, mais les échanges thermiques plus efficaces et le mouvement de brassage assurent une bonne homogénéisation de température.

Expérimentalement, à l'échelle du laboratoire, l'écart de température entre les différentes parties d'un creuset est de l'ordre du degré Celsius.

Ceci n'exclut cependant pas l'existence d'un gradient de température au voisinage immédiat des parois, à l'intérieur de l'épaisseur de peau des courants.

Le bain métallique se comporte comme un milieu isotrope ; le vecteur flux de chaleur par unité de surface satisfait donc aux relations (28)

$$\vec{W} = -k \text{ grad } T \quad (\text{II-18})$$

où k est la conductivité thermique.

Si Q désigne la production de chaleur par unité de volume et de temps, en admettant que l'énergie mécanique du système demeure invariante, le premier principe de la thermodynamique se ramène à une équation de conservation de chaleur qui s'écrit :

$$k \text{ div } \vec{\text{grad}} T + Q = \rho C \frac{DT}{Dt} \quad (\text{II-19})$$

où

$$\frac{DT}{Dt} = \frac{\partial T}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) T$$

Pour estimer le profil de température, nous nous placerons en régime permanent ($\frac{\partial T}{\partial t} = 0$).

Nous admettons que s'il y a mouvement dans le bain, celui-ci est dirigé parallèlement à la paroi.

Le problème se ramène alors à un problème de conduction pure dans un solide. L'énergie Q apparaissant par effet Joule, l'équation (II-19) devient :

$$k \frac{d^2 T}{dz^2} = - \frac{J_0^2}{\sigma} e^{-2 \frac{z}{\delta}} \quad (\text{II-20})$$

où z est la profondeur repérée par rapport à la surface de la charge.

Les constantes d'intégration choisies pour l'équation (II-20) sont :

- la température au centre de la charge T_∞

- le flux de chaleur traversant la paroi du creuset. Lorsque le régime permanent est atteint, ce flux de chaleur, pour un élément de surface donné, est égal à la quantité de chaleur apportée par effet Joule dans la partie de la charge correspondante, c'est-à-dire :

$$k \left| \frac{dT}{dz} \right|_0 = \frac{J_0^2 \delta}{\sigma}$$

Ce qui donne :

$$T = T_\infty - \frac{J_0^2 \delta^2}{4 \sigma k} e^{-\frac{z}{\delta}} \quad (\text{II-21})$$

Une estimation par excès de $(T - T_\infty)$ est obtenue, dans le cadre de nos essais, pour les valeurs correspondant à la fréquence maximale utilisée, c'est-à-dire

$$J_0 \delta \approx 27.10^2 \text{ A.m obtenu à la fréquence de } 28 \text{ } 100 \text{ Hz.}$$

$$\sigma = \frac{1}{110} . 10^8 \text{ } \Omega^{-1} . \text{m}^{-1} \quad (6)$$

$$k = 0,3 \text{ W.cm}^{-1} . ^\circ\text{C}^{-1} (23), \text{ ce qui donne :}$$

$$|T - T_\infty| < 6.10^{-2} ^\circ\text{C}$$

Cette faible valeur est en accord avec les mesures expérimentales des écarts de température décelables dans le creuset.

Le profil de température très plat permet de considérer que le creuset est pratiquement isotherme.

II - 4. RENDEMENT THERMIQUE D'UN INDUCTEUR

Les paramètres intervenant dans le rendement global d'un inducteur sont très nombreux.

L'un des facteurs essentiels en est le rendement électrique de l'installation, c'est-à-dire le rapport de la puissance dissipée dans la charge, à la puissance totale fournie à l'inducteur.

$$\eta_{\text{elect}} = \frac{\text{puissance dissipée dans la charge}}{\text{puissance totale fournie à l'inducteur}}$$

Notre propos n'est pas ici de détailler le calcul de η_{elect} , signalons simplement qu'il s'agit, en fait, de déterminer le rendement d'un transformateur dont le secondaire est la charge. Ce rendement tend, pour les hautes fréquences, vers une valeur limite. On peut admettre que cette valeur est atteinte dès lors que la fréquence du courant permet de vérifier la relation $\frac{\delta}{R} < \frac{1}{5}$ (22).

En deçà de la fréquence ainsi déterminée, la fusion de la charge est difficile à obtenir.

TEVAN et NAGY (25) ont déterminé par le calcul l'importance des différents facteurs géométriques. Ils ont mis en évidence la difficulté qu'il y a à conjuguer le remplissage de l'inducteur, donc un bon couplage électrique, avec une isolation thermique efficace.

Ceci montre que l'obtention d'une température donnée, pour une même géométrie de la charge et de l'inducteur, peut nécessiter, suivant la fréquence du courant de chauffage, des puissances fournies à l'inducteur sensiblement différentes, et, qu'à fréquence fixée, la puissance à fournir dépend de la géométrie.

Lorsque nous discuterons les résultats expérimentaux obtenus pour l'élimination de l'oxygène lors de la désoxydation de l'acier, nous ne nous référerons donc pas à la puissance fournie à l'inducteur mais à l'effet Joule dissipé dans la charge pour obtenir la température des essais.

II - 5. L'EFFET MECANIQUE DU CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

L'effet mécanique, résultant de l'action d'un champ électromagnétique alternatif sur un conducteur, se traduit par les forces de LORENTZ $\vec{F} = \vec{J} \wedge \vec{B}$ où $|\vec{J}|$ est la densité de courants induits et $|\vec{B}|$ le champ magnétique.

II - 5.1. Expression générale des forces

La symétrie cylindrique caractéristique des "poches" et creusets permet d'exprimer \vec{F} en coordonnées cylindro-polaires (r, θ , z). Elle impose d'une part, aux courants induits d'être circulaires, centrés sur l'axe de la charge et dans un plan perpendiculaire à celui-ci, d'autre part, au champ magnétique de ne pas avoir de composante orthoradiale, et à son potentiel vecteur \vec{A} d'être purement circulaire : $\vec{A} = (0, 0, A)$.

$\circ A \circ$

En régime stationnaire sinusoïdal, A peut s'écrire :

$$A = A_0 e^{i(\omega t + \phi)} \quad (\text{II-22})$$

Il vient alors

$$\vec{F} = \begin{vmatrix} 0 \\ J_0 \\ 0 \end{vmatrix} \wedge \begin{vmatrix} B_r \\ 0 \\ B_z \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} i \sigma \omega A \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A) \right| \\ 0 \\ - i \sigma \omega A \left(- \frac{\partial A}{\partial z} \right) \end{vmatrix} \quad (\text{II-23})$$

Les expressions développées des composantes sont :

$$\vec{F} = \begin{vmatrix} - \left| \sigma \omega A_0^2 + A_0 \frac{\partial A_0}{\partial r} \right| \cos(\omega t + \phi) \sin(\omega t + \phi) - \sigma \omega A_0^2 \cos(\omega t + \phi) \cdot \frac{d\phi}{dr} \\ 0 \\ - A_0 \frac{\partial A_0}{\partial z} \cdot \cos(\omega t + \phi) \sin(\omega t + \phi) - \sigma \omega A_0^2 \cos^2(\omega t + \phi) \cdot \frac{d\phi}{dz} \end{vmatrix} \quad (\text{II-24})$$

\vec{F} est la somme de deux termes, l'un à valeur moyenne nulle, de pulsation 2ω , l'autre de signe constant. La valeur moyenne de \vec{F} , pendant une alternance du champ est

$$\langle \vec{F} \rangle = \frac{\omega}{2\pi} \int_0^{2\pi} \vec{F}(t) dt = - \frac{1}{2} \sigma \omega A_0^2 \vec{\text{grad}} \phi \quad (\text{II-25})$$

Le calcul de la force moyenne dans le temps n'a de sens que si les pulsations de la force électromagnétique sont sans conséquence hydrodynamique.

Aux moyennes fréquences, les forces de viscosité sont petites devant les forces électromagnétiques. L'équilibre des termes prépondérants dans l'équation du mouvement

$$\rho \frac{D\vec{U}}{Dt} = - \vec{\nabla} p + \mu \nabla^2 \vec{U} + \vec{J} \wedge \vec{B} \quad (\text{II-26})$$

où ρ est la masse volumique du fluide et μ sa viscosité dynamique, implique l'équilibre du terme d'inertie et du terme électromagnétique, soit

$$(\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \cdot \vec{U} \approx \sigma \omega A^2 \cdot \frac{1}{\delta}$$

où δ est la profondeur de pénétration des courants induits, définie par $\mu \sigma \omega \delta^2 \approx 1$.

Si on note L l'échelle de longueur caractéristique des variations spatiales de vitesse, l'expression précédente s'écrit

$$\rho \frac{U^2}{L} \approx \frac{\sigma \omega A^2}{\delta}$$

A fréquence suffisamment élevée, l'estimation de la variation de vitesse ΔU pendant une alternance du champ est obtenue en comparant le terme $\frac{dU}{dt}$ à la fluctuation de la force pendant le même intervalle de temps, soit

$$\omega \Delta U \approx \frac{\sigma \omega A^2}{\rho \delta}$$

Il s'ensuit :

$$\frac{\Delta U}{U} = \left(\frac{\sigma B^2}{\rho \omega} \frac{\delta}{L} \right)^{1/2} \approx \left(\frac{\sigma B^2}{\rho \omega} \right)^{1/2} (\mu \sigma \omega L^2)^{-1/4} \quad (\text{II-27})$$

Dans le domaine de fréquences utilisées, et dans les conditions expérimentales généralement rencontrées

$$\frac{\Delta U}{U} \approx 10^{-3} \quad (6, 27)$$

II - 5.2. Les deux types de brassage

Les variations du champ magnétique dans la charge conductrice peuvent être envisagées de deux façons différentes :

- soit le champ magnétique est glissant, le brassage est alors appelé asynchrone,
- soit le champ magnétique est stationnaire, mais pulsant, le brassage est alors appelé répulsif.

- Le brassage asynchrone se pratique avec des enroulements déphasés les uns par rapport aux autres. Ces enroulements peuvent être disposés, soit suivant un plan : nous avons un "brasseur plan", soit suivant un cylindre, nous avons alors un "brasseur cylindrique".

Dans les deux cas, le champ magnétique est mobile. Globalement, la variation de flux se fait parallèlement au plan ou aux génératrices du brasseur. Les forces exercées sur la charge sont alors parallèles aux parois du creuset (fig. II-3).

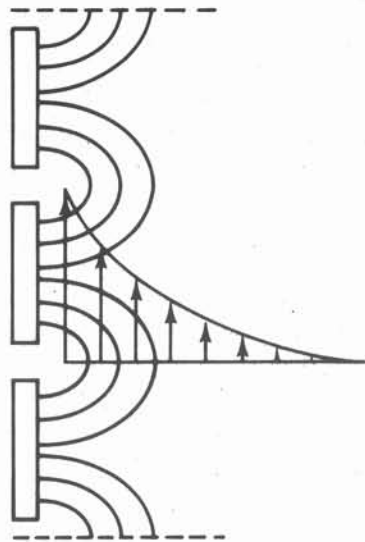


Figure II-3. Représentation des forces dans le cas d'un champ glissant.

Y. SUNDBERG (26) donne les expressions analytiques du champ magnétique et des forces dans le cas de géométries simples de brasseurs. Il met en évidence une force à valeur moyenne non nulle, parallèle aux parois, et une force à valeur moyenne nulle, perpendiculaire à ces mêmes parois.

C'est la force à valeur moyenne non nulle qui permet la mise en mouvement du métal liquide.

- Le brassage répulsif résulte du champ stationnaire créé par l'inducteur d'un four à creuset. L'expression analytique des forces ne peut être mise en forme simplement ; on peut toutefois donner une description qualitative de la forme du champ.

Dans la partie cylindrique du creuset, les lignes de champ sont parallèles et elles ne présentent de courbure qu'aux extrémités du creuset (27) (fig. II-4).

Les forces électromagnétiques dont l'équation (II-25) donne la forme

$$\langle F \rangle = -\frac{1}{2} \sigma \omega A^2 \text{ grad } \phi$$

sont la somme d'un terme gradient et d'un terme à rotationnel non nul : l'équation (II-25) peut s'écrire :

$$\langle F \rangle = \frac{1}{2} \sigma \omega | \text{grad } (A^2 \phi) - 2 A \phi \text{ grad } (A) | \quad (\text{II-28})$$

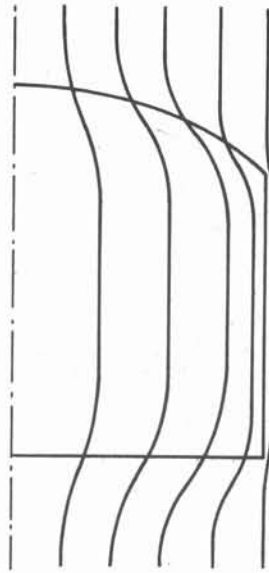


Figure II-4. Forme des lignes de champ dans un four à creuset.

Le long des parois, dans la zone où les lignes de champ sont parallèles, les forces sont radiales et tendent à former un gradient de pression stationnaire normal aux parois.

L'existence des forces normales aux parois est la différence essentielle entre le brassage répulsif et le brassage asynchrone. Ces forces permettent probablement la séparation de phases dans les domaines où celle-ci a été mise en évidence.

II - 5.3. Effet des forces radiales du brassage répulsif, surface libre

La surface libre peut être déterminée grâce à trois hypothèses : c'est une nappe de courant, les contraintes tangentielles y sont nulles, et il y a continuité des contraintes normales.

Dans le cas des hautes fréquences, les lignes de courant sont parallèles à la surface libre, la forme de cette dernière est alors indépendante du mouvement (27) : c'est l'isobare $P = P_{\text{atmosphère}}$ que l'on peut déterminer comme dans le cas de l'équilibre magnétostatique par la relation :

$$\text{grad} \left(P + \rho g z + \frac{B^2}{2\mu} \right) = 0$$

Ce qui conduit à

$$z = z_0 + \frac{1}{2\mu \rho g} |B^2(r_0, z_0) - B^2(r, z)| \quad (\text{II-29})$$

Ce que l'on peut également écrire en fonction du potentiel vecteur et de sa phase ϕ :

$$z = z_0 + \frac{1}{2} \frac{\sigma \omega}{\rho g} A^2(r, z) \phi(r, z) \quad (\text{II-30})$$

Les deux expressions (II-29) et (II-30) utilisent les notations de la figure (II-5).

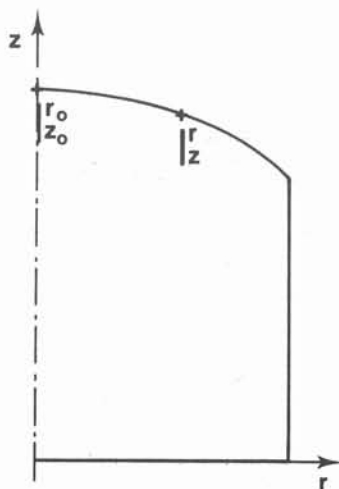


Figure II-5. Forme de la surface libre du métal liquide dans un four à creuset.

L'importance de la courbure de la surface libre, aux nombres R_ω relatifs aux essais de désoxydations que nous avons effectués, impose d'en tenir compte pour le calcul des écoulements dans le creuset.

II - 6. ASPECT HYDRODYNAMIQUE DE L'ACTION DU CHAMP MAGNETIQUE

L'effet mécanique des forces engendrées par le champ électromagnétique conduit à un mouvement de la charge liquide.

II - 6.1. Equation de NAVIER-STOKES

Le mouvement répond à l'équation de NAVIER-STOKES, c'est-à-dire :

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + \rho (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} = \vec{f} + \rho \vec{g} - \nabla P + \rho \nu \nabla^2 \vec{U} \quad (\text{II-31})$$

où ∇ est l'opérateur nabla, ρ est la masse volumique du fluide, g est l'accélération de la pesanteur, ν est la viscosité cinématique, P la pression et \vec{U} la vitesse du fluide.

Nous avons vu que les variations de température dans le bain sont suffisamment faibles pour qu'en première approximation les grandeurs thermodynamiques soient supposées constantes. Ce sera en particulier le cas de la masse volumique et de la viscosité.

L'équation (II-31) peut également s'écrire sous la forme

$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = \nu \nabla^2 \vec{\Omega} + \frac{1}{\rho} \text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B}) \quad (\text{II-32})$$

où $\vec{\Omega} = \text{rot} (\vec{U})$. Cette forme met en évidence, grâce à la présence du terme $\text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B})$ l'existence de deux zones dans le creuset :

- la partie motrice dans laquelle $\text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B})$ est non nulle,
- la partie entraînée dans laquelle $\text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B}) = \vec{0}$: c'est la partie cylindrique du creuset où s'exerce le gradient de pression radial. Dans cette zone, la mise en mouvement se fait par entraînement visqueux.

Les proportions relatives de ces deux zones dépendront de la forme du champ dans la charge, c'est-à-dire de la fréquence, et de la géométrie du système.

II - 6.2. Structure de l'écoulement

L'organisation des courants de circulation obtenus dans le brassage répulsif découle directement de la localisation des forces motrices de l'écoulement.

Quelques auteurs ont déterminé la forme des courants. Dans leurs grandes lignes leurs conclusions sont semblables.

Quand il s'agit de calcul numérique, il est rarement tenu compte des réalités expérimentales en ce qui concerne les géométries de la charge et de l'inducteur.

Ainsi, KHALETZKY (6) se place dans le cas idéalisé d'une charge à surface libre plane, placée dans un champ magnétique uniforme ; SZEKELY et CHANG (28) prennent l'hypothèse d'une surface libre plane et d'une distribution sinusoïdale du champ dans la charge ; TARAPORE et EVANS (29) conservent la surface libre plane, mais tiennent compte de la forme de l'inducteur.

L'écoulement a toujours lieu sous forme de vortex. KHALETZKY prévoit l'existence de quatre vortex : les deux vortex situés aux angles du creuset sont, d'après son interprétation, les vortex moteurs, tandis que les deux autres sont les vortex entraînés.

L'intérêt de ce travail est d'avoir mis en évidence le rôle de la fréquence,

c'est-à-dire de R_ω sur la forme de l'écoulement. C'est la taille des zones motrices, liée à la profondeur de pénétration qui détermine dans ce cas la forme des vortex.

La figure (II-6) montre l'évolution de l'écoulement entre deux fréquences.

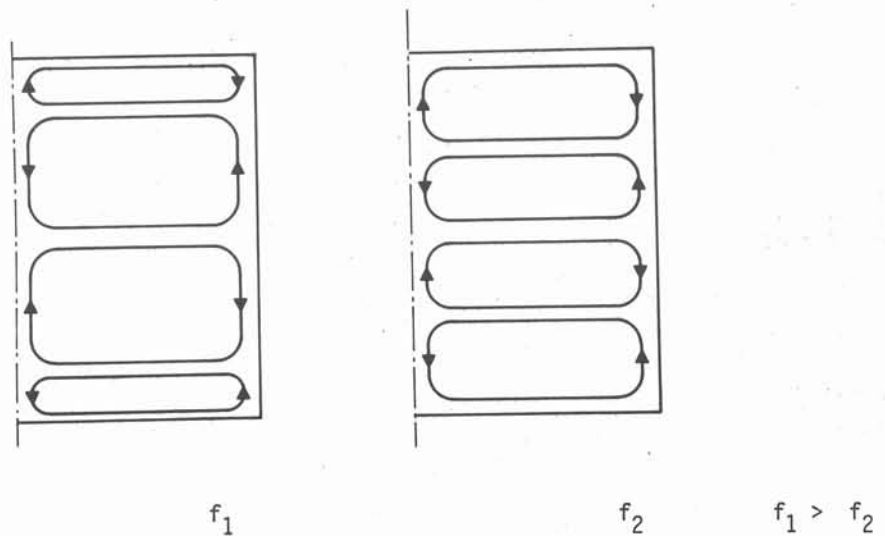


Figure II-6. Evolution de la taille des vortex en fonction de la fréquence, d'après KHALETZKY.

SZEKELY et TARAPORE ne trouvent que deux vortex. Ces résultats proviennent vraisemblablement d'algorithmes et de maillages de grille de calcul différents.

Les calculs de TARAPORE donnent l'évolution des tailles respectives des deux vortex lorsqu'on modifie la forme de l'inducteur. La figure (II-7) montre cette évolution.

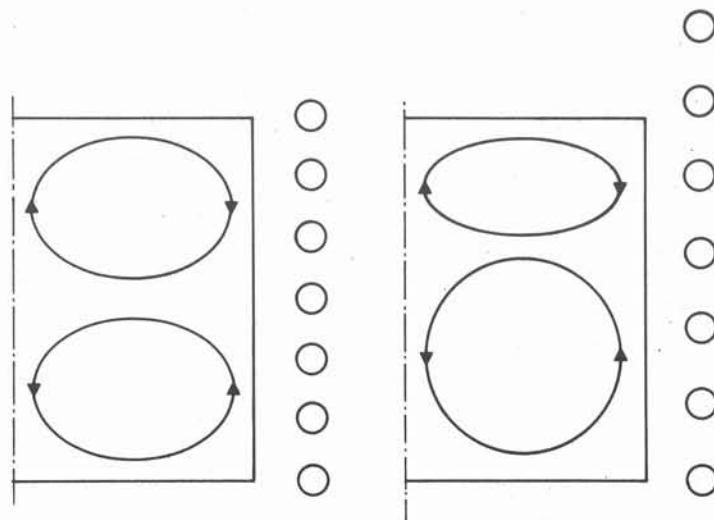


Figure II-7. Evolution de la taille des vortex en fonction de la forme de l'inducteur, d'après TARAPORE.

L'étude expérimentale de BEDNARZ (30) met en évidence deux vortex. Le point important de cette étude est l'hypothèse faite sur la présence de petits vortex instables. La figure (II-8) indique l'évolution probable de ces vortex. L'auteur ne donne malheureusement pas de résultats quantitatifs concernant ce phénomène.

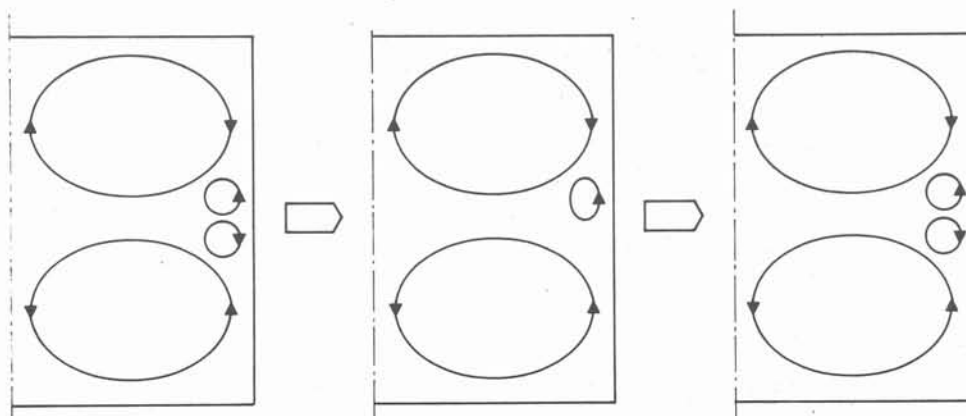


Figure II-8. Instabilité des vortex, d'après BEDNARZ.

Les études expérimentales présentent l'intérêt d'avoir mis en évidence le caractère turbulent du mouvement. Celui-ci est important parce qu'il favorise la coalescence des particules en suspension dans le bain. Une analyse de la turbulence serait donc intéressante. SZEKELY et CHANG (28) ainsi que SZEKELY et NAKANISHI (31), ont tenté d'en tenir compte, dans le calcul du mouvement, en adoptant une viscosité fictive déterminée par une formule analytique établie en l'absence de champ magnétique. Il ne semble pas que l'on puisse trouver, dans les publications, d'étude expérimentale du phénomène de turbulence.

II - 6.3. Energie cinétique du brassage

L'énergie cinétique acquise par le fluide, au cours de sa mise en mouvement sous l'effet du champ électromagnétique peut être estimée dans les cas asymptotiques des basses fréquences ($R_\omega \ll 1$) et des hautes fréquences ($R_\omega \gg 1$).

L'énergie cinétique globale a pour expression approchée

$$E_c \approx \frac{1}{2} \rho V U^2 \quad (\text{II-33})$$

où V est le volume concerné,

U une vitesse moyenne caractéristique de l'écoulement. Cette vitesse peut être estimée à partir de l'équation (II-32)

$$\frac{d\vec{\Omega}}{dt} = \nu \nabla^2 \vec{\Omega} + \frac{1}{\rho} \text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B})$$

- Les basses fréquences $R_\omega \ll 1$

Aux basses fréquences le champ magnétique pénètre complètement la charge et ne s'annule donc pas au centre. Les gradients ont de faibles valeurs et on peut admettre que $B \approx B_0$.

Cette hypothèse associée au fait que

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

$$\text{div} \vec{J} = 0$$

$$\text{et } \text{rot} (\vec{J} \wedge \vec{B}) = \vec{J} \cdot \text{div} \vec{B} - (\vec{J} \cdot \nabla) \cdot \vec{B} + \vec{B} (\nabla \cdot \vec{J}) - \vec{B} \text{div} \vec{J}.$$

$$\text{donne } (\vec{J} \cdot \nabla) \cdot \vec{B} \approx 0$$

En nous plaçant dans le cas où les forces de viscosité sont petites par rapport aux forces électromagnétiques, l'équation (II-32) devient

$$\rho \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \approx (\vec{B} \cdot \nabla) \cdot \vec{J}$$

L'introduction du potentiel vecteur A, tel que $A=0$ sur l'axe de symétrie, c'est-à-dire, également tel que $\text{rot} \vec{A} = \vec{B}$ peut s'écrire $\vec{A} \approx R \vec{B}_0$, permet de transformer (II-32) en :

$$\rho \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \approx (\vec{B} \cdot \nabla) \cdot \vec{J} \approx B_0^2 \sigma \omega \frac{R}{\delta}$$

L'échelle de temps des variations de la vitesse est $\frac{R}{U}$, d'où :

$$\rho \frac{d\vec{\Omega}}{dt} \approx \frac{d \text{rot} \vec{U}}{dt} \approx \frac{U}{R} \cdot \frac{U}{R}$$

$$\text{soit } U \approx \frac{B_0}{\sqrt{\mu \rho}} (R_\omega)^{3/4} \quad (\text{II-34})$$

Le volume d'existence des forces motrices du mouvement est l'ensemble de la charge, soit R^3 . L'énergie cinétique acquise par le fluide dans le cas de basses fréquences est donc :

$$E_c \approx \frac{B_0^2}{\mu} (R_\omega)^{3/2} R^3 \quad (\text{II-35})$$

L'expression de l'énergie Joule dissipée pendant l'unité de temps est, si l'on tient compte du fait que les courants induits parcourent l'ensemble de la charge :

$$E_j \approx \frac{J^2}{\sigma} R^3 \approx \sigma \omega^2 B^2 \cdot R^5.$$

pendant une alternance du champ son expression est

$$E_j \approx \sigma \omega B_0^2 R^5 \approx \frac{B_0^2}{\mu} R_\omega R^3 \quad (\text{II-36})$$

De telle sorte que le rapport de l'énergie cinétique à l'énergie Joule, dans le cas $R_\omega \ll 1$, est :

$$\frac{E_c}{E_j} \approx R_\omega^{1/2} \quad (\text{II-37})$$

- Les hautes fréquences $R_\omega \gg 1$

Aux hautes fréquences le champ magnétique est confiné à l'intérieur de la charge dans la profondeur de pénétration δ . $\delta \ll R$ est la longueur suivant laquelle doivent être considérées les variations spatiales de \vec{B} ou de \vec{E} .

Il s'ensuit que $\text{rot } \vec{E} \approx \frac{\vec{E}}{\delta}$. Associé à la loi de Faraday, cela donne

$$\frac{\vec{E}}{\delta} \approx \omega \vec{B} \text{ donc en utilisant } \vec{j} = \sigma \vec{E}$$

$$\vec{j} \wedge \vec{B} \approx \sigma \omega B^2 \delta$$

KHALETZKY (6) a montré que les vortex moteurs ont des dimensions semblables à la profondeur de pénétration. L'échelle de temps caractéristique de la variation de vitesse est donc $\frac{\delta}{U}$, associé à $\text{rot } \vec{U} \approx \frac{\vec{U}}{\delta}$, ceci permet d'obtenir d'après (II-32)

$$U \approx \frac{B_0}{\sqrt{\mu \rho}} \quad (\text{II-38})$$

A une haute fréquence, le volume d'existence des forces motrices est composé dans un four à creuset de zones toroïdales de grand rayon R et de section δ^2 . Dans ce cas, l'énergie cinétique acquise par le fluide est de la forme :

$$E_c \approx \rho \frac{B_0^2}{\mu \rho} R \delta^2$$

$$\text{soit } E_c \approx \frac{B_0^2}{\mu} R_\omega^{-1/2} R^2 \delta \quad (\text{II-39})$$

Les courants induits sont confinés dans la peau électromagnétique de volume $R^2 \delta$. L'énergie Joule dissipée pendant l'unité de temps est :

$$E_j \approx \frac{j^2}{\sigma} R^2 \delta \approx \sigma \omega^2 B_0^2 R^2 \delta^3$$

pendant une alternance du champ son expression est

$$E_j \approx \frac{B_0^2}{\mu} R^2 \delta (\mu \sigma \omega \delta^2) \approx \frac{B_0^2}{\mu} R^2 \delta$$

Ainsi le rapport de l'énergie cinétique à l'énergie Joule dans le cas $R_\omega \gg 1$ est

$$\frac{E_c}{E_j} \approx R_\omega^{-1/2} \quad (\text{II-40})$$

Nous trouvons donc deux régimes différents concernant les variations du rapport E_c/E_j .

- d'une part, aux basses fréquences, c'est-à-dire $R_\omega \ll 1$, à énergie Joule constante, l'énergie cinétique du bain est une fonction croissante de R_ω

- d'autre part, aux hautes fréquences, c'est-à-dire $R_\omega \gg 1$ à énergie Joule constante, l'énergie cinétique du bain est une fonction décroissante de R_ω .

Ce résultat est intéressant car il nous suggère l'existence d'une valeur de R_ω optimale pour l'obtention du meilleur brassage à effet Joule constant (fig. II-9). Il est bien clair que les estimations précédentes ne précisent que des exposants, et laissent inconnus les coefficients numériques. Elles demandent à être complétées par des expériences : celles-ci permettront de situer les droites de la figure (II-9), dont seules les pentes sont connues.

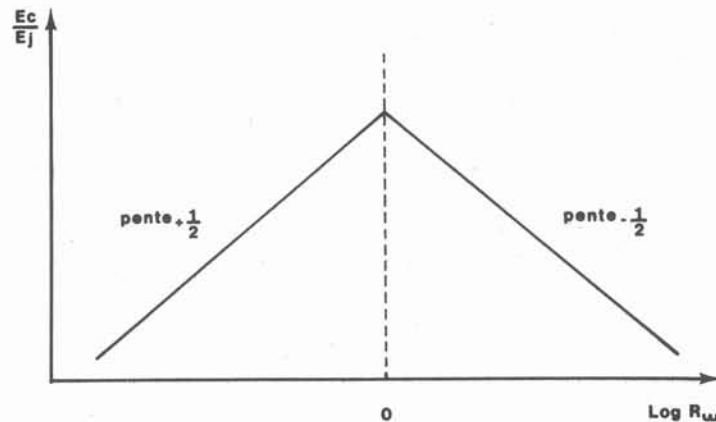


Figure II-9. Evolution de $\frac{E_c}{E_j}$ en fonction de R_ω .

II - 7. EFFET SUR LES INCLUSIONS

Jusqu'à présent, nous n'avons exposé que ce qui concerne les bains monophasés. L'aspect séparation électromagnétique impose la présence d'une seconde phase au moins, métallique ou non.

Dans le cas de la désoxydation de l'acier, ces inclusions sont :

- soit des inclusions non métalliques comme celles qui résultent de la désoxydation par le silicium,
- soit des amas constitués d'un squelette d'oxyde emprisonnant du métal liquide. C'est ce qui se passe lors de la désoxydation par l'aluminium.

Le mouvement des inclusions est influencé par le mouvement du bain et par les forces électromagnétiques.

L'établissement de l'équation du mouvement communiqué à une particule ne présente pas de difficulté quand il s'agit d'une particule massive. Il n'y a alors pas d'ambiguïté à déterminer son volume, sa masse volumique, sa résistivité électrique. Par contre, c'est plus délicat quand il s'agit d'un amas. Celui-ci se comporte comme une particule unique. Son volume doit être pris égal au volume enfermé dans l'enveloppe contenant toutes les inclusions élémentaires qui le constituent. Sa masse volumique est celle de l'ensemble oxyde plus fer liquide, elle est donc notablement supérieure à celle des inclusions élémentaires. Sa résistivité est celle du fer enfermé dans le réseau des inclusions oxydes quasiment isolantes qui le constituent.

L'équation du mouvement d'une particule sphérique, de volume V_p , se déplaçant par rapport à un repère fixe à la vitesse U_p , alors que le fluide se déplace à la vitesse U_f est donnée par :

$$v_p \rho_p \frac{dU_p}{dt} = - 6 \pi \mu r_p (U_p - U_f) - v_p \text{grad } p - \frac{1}{2} v_p \rho_f \frac{d}{dt} (U_p - U_f) \\ + 6 r_p^2 \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_0^t \frac{\frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_p}{dt}}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \frac{1}{2} \lambda v_p \frac{J_0^2}{\sigma \omega} \text{grad } \phi \quad (\text{II-41})$$

où ρ_p et ρ_f sont les masses volumiques des particules et du fluide,

μ est la viscosité dynamique du fluide

r_p est le rayon de la particule

λ est un coefficient compris entre 0 et 1.

On note que dans l'expression (II-41) interviennent:

a) les forces de viscosité : $6 \pi r_p (U_p - U_f)$. Elles entraînent la particule dans le fluide. Ces forces ne dépendent que de la taille de la particule et de sa vitesse relative au fluide.

b) le gradient de pression : $v_p \text{grad } P$. Nous avons vu que le brassage ré pulsif a la particularité de créer un gradient de pression normal à la paroi.

La présence du champ électromagnétique participera donc à la modification du terme grad P et par conséquent à celle du mouvement.

L'action de ce gradient de pression est alors une expulsion des inclusions vers les parois.

c) la masse virtuelle : $-\frac{1}{2} v_p \rho_f \frac{d}{dt} (U_p - U_f)$. Ce terme tient compte de la masse du fluide à déplacer lorsqu'il y a mouvement de la particule par rapport au fluide.

d) le terme de Basset : $6 r_p \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_0^t \frac{\frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_p}{dt}}{\sqrt{t - \tau}} d\tau$. Ce terme exprime l'effet du mouvement antérieur de la particule sur son mouvement présent. Son omission entraînerait une erreur sur la vitesse de la particule. Dans l'acier pour une particule de 10 μm l'erreur serait de 1 %, mais elle augmente à 20 % pour une particule de 20 μm de diamètre.

e) le terme électromagnétique : $\frac{1}{2} \lambda \frac{J_0^2}{\sigma \omega}$ grad ϕ . Il correspond à la force qui est exercée par le champ sur la particule elle-même.

En fait, la particule étant généralement moins conductrice que le fluide dans lequel elle se trouve, la force est λ fois l'opposée de la force à laquelle serait soumis le fluide déplacé. La valeur de λ dépend de la nature de l'inclusion considérée, et, en particulier de sa conductivité électrique.

Le terme prend une grande importance dans la zone où les grad ϕ sont eux-mêmes importants, c'est-à-dire dans la profondeur de pénétration. Il serait intéressant de pouvoir estimer la valeur de cette force, pour différents types d'inclusions, en montrant une expérimentation spécifique.

Il est important de remarquer également que l'influence du champ ne modifie pas de la même façon les trajectoires de grosses ou de petites inclusions.

Dans l'expression de l'accélération imprimée à une particule de rayon r_p (II-42), les différents termes n'apparaissent pas à une même puissance de r_p .

En assimilant l'inclusion de volume v_p à une sphère de rayon r_p , l'accélération s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{dU_p}{dt} = & -\frac{9}{2} \frac{\mu}{\rho_p} r_p^{-2} (U_p - U_f) - \frac{1}{\rho_p} \text{grad } P - \frac{1}{2} \frac{\rho_f}{\rho_p} \frac{d}{dt} (U_p - U_f) \\ & + \frac{9}{2} r_p^{-1} \frac{1}{\rho_p} \sqrt{\pi \rho_f \mu} \int_0^t \frac{\frac{dU_f}{dt} - \frac{dU_p}{dt}}{\sqrt{t - \tau}} d\tau + \frac{1}{2} \frac{\lambda}{\rho_p} \frac{J_0^2}{\sigma \omega} \text{grad } \phi \end{aligned} \quad (\text{II-42})$$

On constate alors que :

- la masse virtuelle, le gradient de pression, le terme électromagnétique ne font pas intervenir le volume de la particule.
- le terme de Basset fait intervenir r_p^{-1} .
- les forces de viscosité font intervenir r_p^{-2} .

Pour les particules de petite taille, les forces de viscosité ont une grande importance par rapport aux autres types de forces. Ce résultat est tout à fait habituel.

Il est intéressant de constater que, dans l'expression (II-42), les termes représentant l'action du champ électromagnétique sur une particule, les termes de pression et de forces électromagnétiques, ne dépendent pas de la taille des particules mais de leur masse volumique et de leur résistivité électrique. C'est d'ailleurs cette dernière caractéristique qui détermine la valeur de λ dans le terme force.

Les modifications des trajectoires des particules, dues à l'action du champ électromagnétique ont principalement lieu, là où $\vec{\text{grad}} P$ et $\vec{\text{grad}} \phi$ sont importants. C'est donc dans la profondeur de pénétration du champ que le mouvement du fluide doit entraîner les particules pour que l'effet électromagnétique soit le plus sensible.

La configuration géométrique la plus favorable à la séparation devra assurer un compromis entre la forme de l'écoulement et la dimension de la profondeur de pénétration.

Le chauffage par induction dans un four à creuset permet donc, tout en conservant des conditions de température identiques :

- de modifier les configurations d'écoulement du bain, en adaptant soit la géométrie de l'ensemble charge-inducteur, soit la fréquence du courant de chauffage.
- de modifier l'énergie cinétique d'agitation du bain.

Ces caractéristiques du chauffage par induction pourront être mises à profit dès lors que les mouvements de brassage du bain interviennent au cours d'un processus quelconque.

Le brassage électromagnétique "répulsif" crée en outre un champ de pressions radiales résultant d'un champ de forces qui n'existe pas dans les autres procédés de brassage, que ce soit le bullage de gaz ou le brassage électromagnétique asynchrone.

Compte tenu des phénomènes intervenant au cours de la décantation de particules non métalliques lors de la désoxydation de l'acier, l'application du chauffage par induction moyenne fréquence doit permettre de modifier les conditions de la décantation et d'améliorer la propreté finale du produit.

C H A P I T R E I I I

DESOXYDATION DE L'ACIER :

REALISATION PRATIQUE ET RESULTATS EXPERIMENTAUX

Nous allons décrire la réalisation pratique des essais. Ceux-ci ont essentiellement consisté à étudier la variation de la cinétique de décantation des inclusions de silice ou d'alumine en fonction des conditions électromagnétiques du chauffage par induction. Dans le cas de l'alumine, nous avons également procédé à une étude quantitative de la formation des amas ainsi qu'à l'observation des endroits où se déposent les inclusions pendant la décantation.

III - 1. DESCRIPTION DES MOYENS

III - 1.1. Creusets et enceinte

Les essais de désoxydation sont réalisés en creuset d'oxydes réfractaires. Le but recherché étant l'étude des effets de brassage et séparation dus au champ électromagnétique, nous avons supposé a priori que l'écoulement du métal a une grande importance expérimentale. L'échelle laboratoire à laquelle nous avons travaillé nous a imposé le choix de creusets ayant le meilleur état de surface possible et présentant une bonne résistance aux contraintes thermiques imposées par la température à atteindre : 1600°C.

Nous avons pour cela utilisé des creusets de magnésie fabriqués par nous-même, par la méthode d'estampage. Il en résulte l'avantage de pouvoir modifier les dimensions de la charge, sans autre difficulté que la fabrication d'un nouveau moule. Deux types de creusets ont été utilisés permettant la désoxydation soit de 1 kg de fer, soit de 0,5 kg de fer.

Afin d'éviter les inconvénients résultant d'une percée accidentelle du creuset laboratoire, celui-ci est placé dans un creuset de garde, plus grand, garni de grains d'alumine. Ce creuset a imposé la dimension intérieure de l'inducteur.

L'ensemble des essais est conduit, sous atmosphère neutre, dans une enceinte en acier inoxydable, à double parois refroidies. On peut préalablement à toute opération procéder à un dégazage convenable de l'espace laboratoire. Les désoxydations sont ensuite faites sous balayage d'Argon U.

L'originalité de l'enceinte est de permettre l'introduction du désoxydant et le prélèvement d'échantillons sans pollution de l'atmosphère interne. Ceci est obtenu au moyen de sas prévidables, au nombre de trois, qui permettent le passage de cannes coulissantes. Ce système permet de faire des additions au bain métallique ou des prélèvements. Les prélèvements sont effectués par aspiration de métal dans des tubes de quartz.

Une vue d'ensemble de l'installation est donnée en figure III-1.

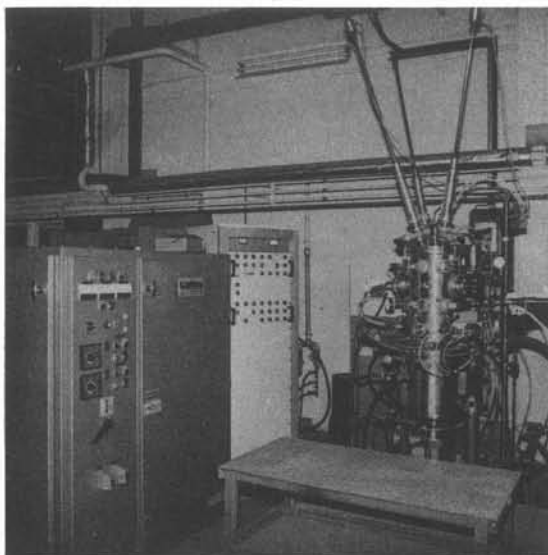


Figure III-1. Vue d'ensemble du dispositif expérimental.

III - 1.2. Le chauffage

La nécessité de disposer de plusieurs fréquences de courant de chauffage nous a guidés vers le choix d'un système générateur de courant alternatif dit "apériodique".

Le générateur CELES, utilisé à cette fin, a une puissance utile de 20 Kw et peut fonctionner de 4,5 KHz à 30 KHz. Le principe de fonctionnement d'un tel appareil repose sur l'insertion dans le circuit oscillant de l'inducteur de chauffage et d'une batterie de condensateurs. On peut ainsi modifier aisément la self ou la capacité du circuit oscillant. La fréquence du courant de chauffage est déterminée en première approximation par la relation L.C. $\omega^2 = 1$. Il est donc facile de changer la fréquence.

Deux solutions pour cela :

- modifier le couplage des condensateurs, d'une capacité maximale de 37,5 μ F,
- modifier la self de l'inducteur en changeant sa géométrie : longueur, diamètre, nombre d'enroulements. L'inconvénient de cette dernière pratique est de perturber d'un essai à l'autre la configuration de l'ensemble charge-inducteur. Cependant, le générateur

fonctionnant avec un bon rendement pour un rapport de la self à la capacité du circuit compris entre certaines limites, la variation de fréquence doit d'abord être envisagée en modifiant l'inducteur.

La figure III-2 montre la disposition d'un creuset dans un inducteur.

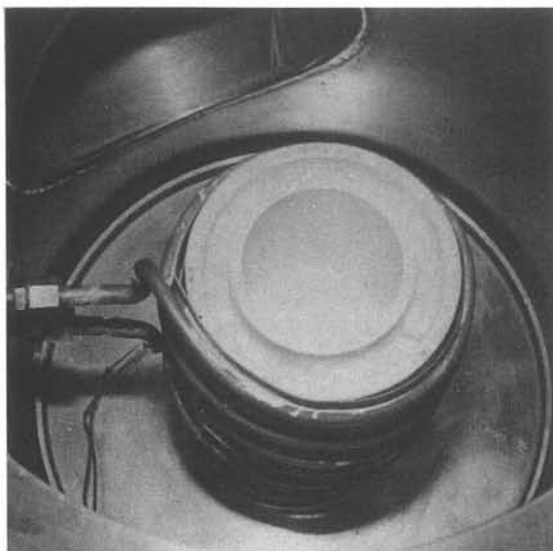


Figure III-2. Disposition du creuset dans l'inducteur.

Sur la figure III-3 sont représentées les différentes combinaisons qui ont été utilisées pour l'étude de la cinétique de décantation en fonction de la fréquence du courant de chauffage.

On notera :

- d'une part, que le remplissage de l'inducteur par la charge est toujours assez mauvais ; ceci résulte comme nous l'avons déjà noté de la nécessité de prévenir les percées du creuset laboratoire.

- d'autre part que les dispositions adoptées permettent de garder la plus grande similitude possible entre les diverses géométries.

III - 1.3. Déroulement d'un essai

L'essai est effectué, suivant le creuset, sur une masse d'acier voisine de 1 kg ou 0,5 kg. Après dégazage de l'enceinte, du réfractaire et de la charge par pré-chauffage aux environs de 200°C, jusqu'à obtenir une pression de 10^{-5} Torr, l'enceinte est maintenue sous balayage d'Argon U.

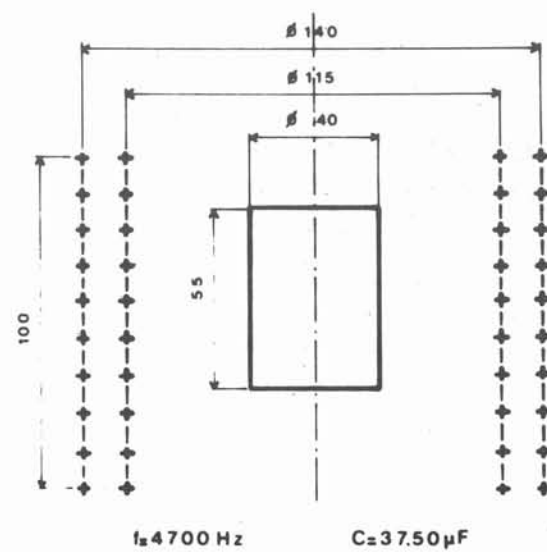
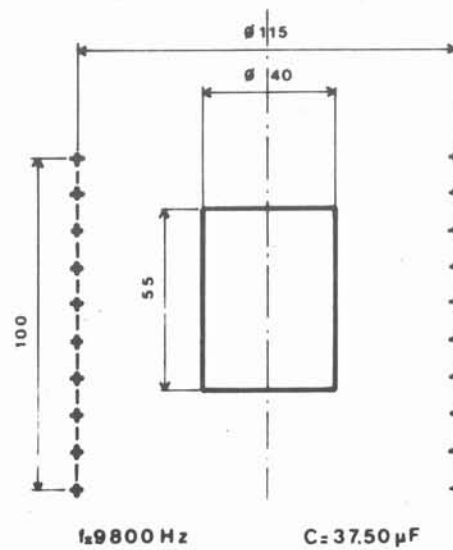
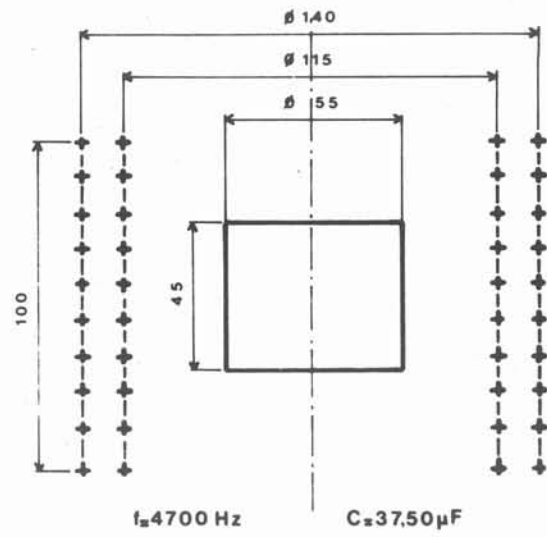
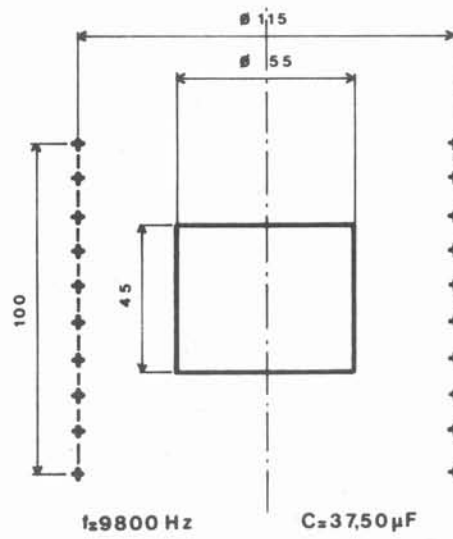
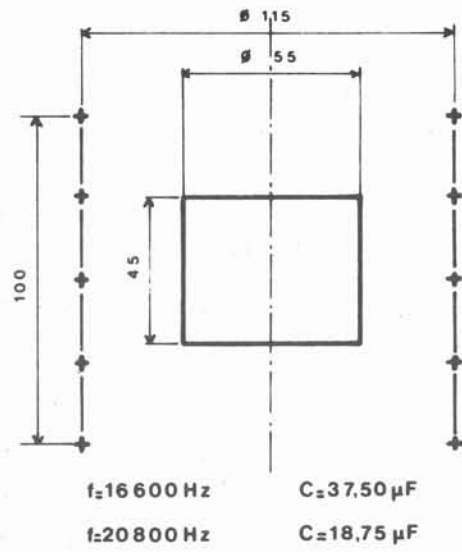
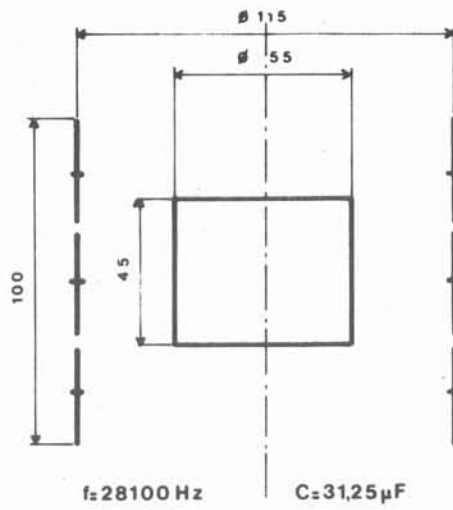


Figure III-3. Configurations géométriques adoptées pour les essais de désoxydation.

Lorsque la température du bain est stabilisée aux environs de 1600°C, on procède à l'introduction du désoxydant au temps $t = t_0$ puis on fait des prélèvements de métal à des temps $t_1, t_2, t_3 \dots$ de plus en plus espacés, pendant une demi-heure environ.

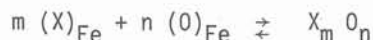
La teneur en oxygène dissous dans le bain est mesurée à l'aide d'une jauge à électrolyte solide, l'analyse en oxygène total dans les prélèvements étant effectuée par fusion réductrice.

III - 2. METHODES DE CARACTERISATION

Les méthodes de caractérisation nécessitées par l'étude de la décantation relèvent de différents domaines : l'analyse thermodynamique pour suivre l'établissement de l'équilibre physico-chimique lors de l'introduction du désoxydant, l'analyse chimique pour déterminer l'oxygène des prélèvements, et donc la cinétique de décantation, la morphologie mathématique pour caractériser la géométrie des produits de désoxydation, l'utilisation de traceurs radioactifs pour la localisation de ces produits.

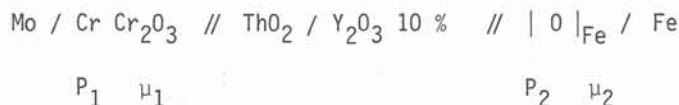
III - 2.1. Caractérisation de l'équilibre thermodynamique, utilisation d'une jauge à électrolyte solide

Si l'on veut suivre l'équilibre thermodynamique, la méthode doit permettre la mesure en continu de l'activité de l'oxygène dans le bain lors de la réaction



Nous avons mis en oeuvre une jauge à électrolyte solide de thorine yttrée (32). L'avantage du thorium est de garder un degré d'oxydation constant dans un très large domaine de pressions partielles d'oxygène, ce qui permet de déterminer des activités en oxygène de très faibles valeurs. L'oxyde d'yttrium a pour rôle de fixer la variété cristallographique de la solution solide.

La chaîne électrochimique de la jauge est la suivante



L'électrolyte solide, fourni par la SFEC, se présente sous la forme d'une pastille cylindrique. Elle est scellée dans un tube d'alumine. La référence choisie est un mélange de poudre de chrome et d'oxyde de chrome (5 %). La jonction électrique est assurée par un fil de molybdène recuit et blanchi. Côté bain métallique, la jonction est réalisée par un fil de fer.

A haute température, la conductivité de l'électrolyte se faisant par les ions O^{2-} , la force électromotrice délivrée, dans ce cas idéal, par la jauge peut être exprimée en fonction des potentiels chimiques μ_1 et μ_2 de l'oxygène aux deux extrémités de la chaîne électrochimique.

$$E = \frac{1}{4F} \int_{\mu_2}^{\mu_1} t_{ion} d\mu \quad (III-1)$$

où t_{ion} est le nombre de transport ionique de l'électrolyte dans les conditions de travail.

Lorsqu'on assimile l'oxygène à un gaz parfait, c'est-à-dire lorsqu'il est justifié d'écrire

$$\mu_1 = \mu_1^{\circ}(T) + RT \ln P_1 \quad (III-2)$$

où R est la constante des gaz parfaits

T est la température absolue,

la relation (III-1) devient :

$$E = \frac{RT}{4F} \int_{P_2}^{P_1} t_{ion} d \ln P \quad (III-3)$$

et dans le cas d'une conductivité purement ionique

$$E = \frac{RT}{4F} \ln \frac{P_1}{P_2} \quad (III-4)$$

En fait, la conduction de l'électrolyte n'est jamais totalement ionique, il est nécessaire d'ajouter un terme correctif dû à la conduction électronique.

SCHMALZRIED propose la formule

$$E = \frac{RT}{F} \ln \frac{P_1^{1/4} + P_{\theta}^{1/4}}{P_2^{1/4} + P_{\theta}^{1/4}} \quad (III-5)$$

où P_{θ} est la pression d'oxygène telle qu'à la température T les conductions ioniques et électroniques soient égales.

Pour la thorine yttrée, $10^{-15} \text{ atm} < P_{\theta} < 10^{-14} \text{ atm}$ à 1600°C . La relation (III-4) est d'autant plus insuffisante que les activités en oxygène sont plus faibles.

En utilisant la relation

$$\ln P(O_2) = 2 \left[\ln a_o + \frac{\Delta G^{\circ}(O)}{RT} \right] \quad \left| \quad \text{on peut exprimer l'activité} \right.$$

de l'oxygène dans le bain en fonction de la tension délivrée par la jauge.

III - 2.2. Détermination de l'oxygène total

L'analyse par fusion réductrice sert à déterminer l'oxygène total des prélèvements. Elle nous renseigne ici sur la quantité de produits de désoxydation ayant décanté.

L'appareil utilisé est un LECO. La quantité d'oxyde de carbone, dégagé par fusion d'un échantillon métallique en creuset de graphite, est mesurée par variation de conductivité thermique d'un gaz porteur, l'hélium.

III - 2.3. Observation au M.E.B. et analyseur X

L'observation d'une section polie permet difficilement de se représenter la répartition de l'alumine dans les trois dimensions à l'intérieur d'un amas.

L'extraction des amas hors de la matrice fer peut se faire par attaque par une solution méthanol-brome, au cours de laquelle il y a dissolution préférentielle du fer autour des inclusions. On peut ainsi, grâce au microscope électronique à balayage, et à la profondeur de champ qu'il procure, visualiser la répartition spatiale de l'alumine dans les amas : figure III-4.

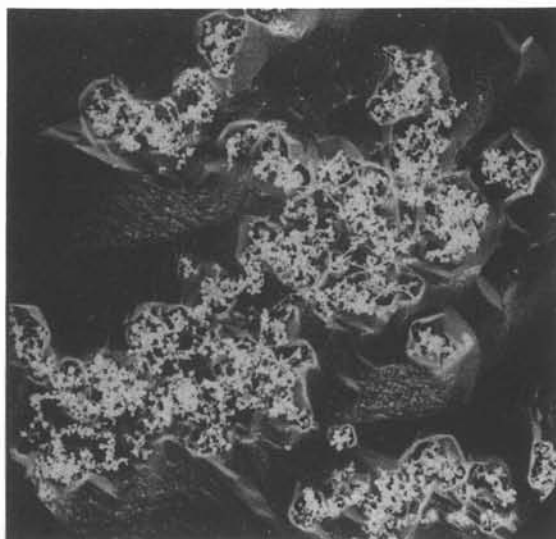


Figure III-4. Amas d'alumine observé au M.E.B.

D'autre part, le faisceau électronique d'un tel microscope étant beaucoup plus fin que celui d'une microsonde de Castaing, il est plus adapté à la mesure aux dimensions moyennes d'une particule élémentaire d'un amas. Il permet par l'adjonction d'un système d'analyse X de vérifier qualitativement la nature des différentes parties constitutives d'un amas.

III - 2.4. Analyseur d'images

Il n'existe pas, actuellement, de moyen de caractérisation quantitative de la forme d'un objet tridimensionnel. La description quantitative de l'évolution morphologique des particules se fait, à partir de l'observation de sections polies, à l'aide d'un analyseur d'images.

La méthode fait appel aux notions de morphologie mathématique développées par HAAS, MATHERON et SERRA (33), surtout utilisées pour décrire les textures métallographiques.

On peut montrer qu'à partir de grandeurs statistiques mesurées dans le plan, il est possible de déterminer des grandeurs volumiques. Ainsi, RHINES et De HOFF (34) montrent, dans le cas d'inclusions d'un constituant (X) dans une matrice, que la fraction volumique $V_V(X)$ de ce constituant est égale à la teneur surfacique moyenne A_A correspondant aux teneurs A_A observées de ce constituant pour toutes les positions d'un plan de coupe dans la matrice.

Les mesures à envisager pour les études morphologiques sont toujours relativement simples, mais leur grand nombre rendrait un dépouillement manuel long et fastidieux. La mise au point d'analyseurs de texture a rendu possible de telles opérations.

Le principe général d'un analyseur de texture est de superposer une grille de points à une image sur un écran TV, et de déterminer d'après leur brillance l'appartenance ou non de ces points à la phase considérée, lors du balayage de l'image par le faisceau électronique.

Cette information permet, à la suite d'un traitement convenable, d'atteindre, notamment, pour chaque champ de mesure :

- le nombre de connexités N_c :

C'est le nombre de grains moins le nombre d'enclaves dans ces grains (fig. III-5).

- la surface occupée par la phase considérée :

Chaque point de la grille d'analyse représente une surface : celle de la maille à laquelle il correspond.

- le nombre d'intercepts :

C'est le nombre d'entrées ou sorties de la phase considérée lors du balayage de l'image par le faisceau électronique.

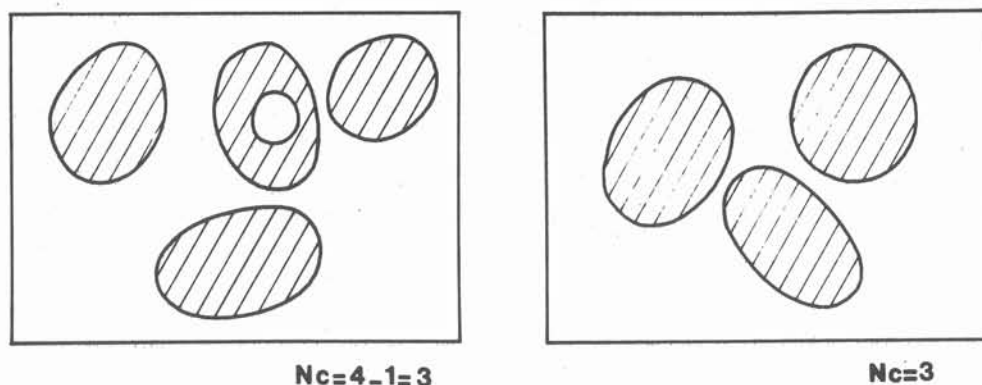


Figure III-5. Nombre de connexités sur un champ de mesures.

L'analyseur de textures utilisé est le LEITZ-TAS de l'IRSID à Maizières les Metz, la trame de cet appareil est du type hexagonal ; on la caractérise par son côté a . La surface correspondant à un point de la maille est $a^2 \frac{\sqrt{3}}{4}$, c'est la surface d'un triangle équilatéral.

L'observation au microscope de l'échantillon fait dépendre la surface de la maille du grossissement choisi pour la mesure. Lorsque l'objet étudié ne tient pas complètement dans un champ d'observation, on le balaie par un nombre suffisant de champs juxtaposés jointifs. Le caractère additif des grandeurs mesurées permet de donner le résultat global en faisant la somme de tous les résultats.

L'appareil LEITZ-TAS permet également de réaliser la photographie des plages d'échantillons étudiées.

L'exploitation des trois grandeurs que nous avons signalées permet, en faisant l'hypothèse que le plan de coupe de chaque amas est parfaitement aléatoire et qu'il n'y a pas d'orientation préférentielle dans l'échantillon, de déterminer :

- la fraction volumique en inclusions dans les amas par détermination de A_A ; A_A est le rapport de l'aire occupée par les inclusions à l'aire totale des amas, soit :

$$A_A = \frac{\text{nombre de points de surface} \times a^2 \frac{\sqrt{3}}{4}}{\text{aire de l'amas}} \quad (\text{III-6})$$

- la traversée moyenne " τ " dans les inclusions, τ est déterminée à partir du nombre de points de surface et de celui des intercepts par la relation

$$\tau = \frac{\text{nombre de points de surface}}{\text{nombre d'intercepts}} \times a \quad (\text{III-7})$$

τ est caractéristique de la dimension des inclusions constitutives des amas.

- le nombre de grains par unité de surface des amas. Les grains d'alumine étant massifs, il n'y a pas d'enclaves dans leurs sections, et le nombre de grains est ainsi facilement déterminé par le nombre de connexités. Il faut remarquer que cette grandeur mesurée sur une surface ne peut se relier mathématiquement au nombre d'inclusions par unité de volume.

III - 2.5. Traceurs radioactifs

La détermination précise des endroits où décantent les inclusions provenant de la désoxydation serait difficilement obtenue par voie micrographique, à cause des faibles dimensions des inclusions et de leur identification malaisée sinon impossible. Ceci justifie l'utilisation de traceurs radioactifs.

Deux possibilités se présentent :

- l'utilisation d'un marqueur qui n'est activé qu'après l'opération de désoxydation. Le lanthane est généralement adopté pour ce type d'essai. Dans le cas qui nous intéresse, faire une autoradiographie complète des dépôts d'inclusions dans le creuset nécessiterait l'activation de toute la charge métallique de l'essai. Cette masse étant importante, il en découlerait des difficultés de manipulations ainsi qu'un coût élevé.

- l'emploi de traceurs préactivés : Ce type d'essai est le plus couramment pratiqué. Certains auteurs travaillant à l'échelle industrielle utilisent des désoxydants totalement activés Si (35) ou Zr (36). En ce qui nous concerne, nous avons travaillé en collaboration avec Monsieur M. WANIN de l'IRSID à Saint Germain en Laye. Nous avons choisi d'opérer avec un alliage Al Ce¹⁴¹ à 10 % de Cérium où seul le cérium est activable. Le choix de cérium est justifié par le fait que l'oxyde Ce₂O₃ précipite sous la même forme que Al₂O₃ et que la morphologie des inclusions n'est pas apparemment modifiée.

Le choix du traceur résulte en outre, de sa période, 32,5 jours, qui permet des manipulations pendant des temps relativement longs, ainsi que de la qualité du rayonnement émis : rayonnement Bêta d'énergie 0,43 Mev : 70 % et d'énergie 0,58 Mev : 30 % ; rayonnement gamma d'énergie 0,146 Mev.

Ce type de rayonnement est propice à la réalisation de comptage et de clichés autoradiographiques.

Le désoxydant est élaboré à partir d'aluminium de haute pureté et de Ce 99,9 dont les principales impuretés sont d'autres métaux des terres rares ¹⁴⁰La, ¹⁴²Pr, ¹⁴³Pr, ¹⁴⁷Nd. Lors de l'activation, il se forme également ¹⁴³Ce en faible quantité.

La manipulation avec traceurs radioactifs se déroule de la même manière qu'avec tout autre désoxydant, en prenant les précautions nécessaires à la non contamination des locaux.

La localisation des produits de la désoxydation se fait par autoradiographie, procédé photographique par contact qui consiste à appliquer une plaque sensible sur la surface à observer. Seul le rayon β a un pouvoir ionisant suffisant pour impressionner le produit photographique. Le résultat est caractéristique de la surface car le rayonnement β émis par le ^{141}Ce est un rayonnement mou absorbé par la matrice fer.

La localisation effectuée par autoradiographie ne concerne donc que les inclusions superficielles, ou situées sur une section observée de l'échantillon.

Il serait possible par densitométrie sur les négatifs d'obtenir un résultat quantitatif. La répartition des densités ne le permet malheureusement pas : elle n'est pas suffisamment régulière pour qu'une mesure ponctuelle ait une signification sur une surface donnée.

Ceci nous a amené à effectuer un comptage de la radioactivité dans les différentes parties des lingots. Un tel comptage se fait avec un détecteur Ge-Li à pouvoir de résolution important, en utilisant le rayonnement γ à 0,146 MeV du ^{141}Ce . De même que le rayonnement β , ce rayonnement est trop mou pour traverser la matrice fer. Il est donc nécessaire de faire une mise en solution des parties du lingot à compter. La dissolution est faite dans l'eau régale (2/3 HCl, 1/3 HNO₃) à chaud. Les parties aliquotes qui sont mises en flacon pour le comptage correspondent à 100 g d'acier.

III - 3. RESULTATS ET INTERPRETATION QUALITATIVE

III - 3.1. L'aspect cinétique

La comparaison des différentes cinétiques d'élimination de l'oxygène au cours de la désoxydation du fer liquide, obtenues suivant les conditions électromagnétiques du chauffage utilisé, implique que l'on puisse caractériser quantitativement cette élimination.

Les résultats de la caractérisation doivent décrire le phénomène d'élimination des inclusions. Il faut qu'ils soient indépendants de l'établissement de l'équilibre thermodynamique ainsi que des niveaux initial et final en oxygène. Ces deux derniers peuvent en effet varier d'un essai à l'autre.

La description de l'élimination de l'oxygène par une fonction exponentielle (1) permet de caractériser la vitesse du phénomène par une constante de temps qui présente les qualités énoncées.

La quantité $\log \frac{O_t - O_f}{O_i - O_f}$,

où

O_t est la concentration en oxygène au temps $t \rightarrow O_{e1}$

O_f est la concentration en oxygène en fin d'essai

O_i est la concentration initiale en oxygène,

varie linéairement en fonction du temps : figure III-6.

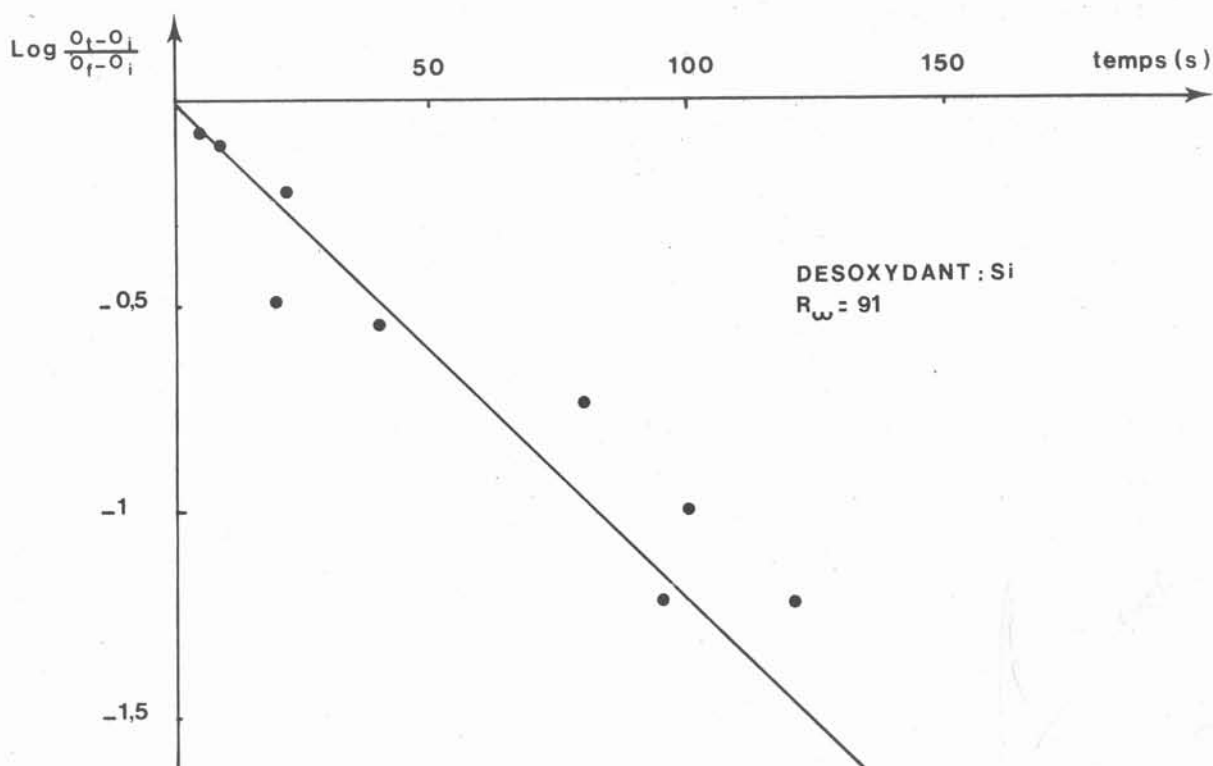


Figure III-6. Courbe d'élimination de l'oxygène en fonction du temps.

La constante de temps, également appelée temps de demi élimination $\tau_{1/2}$ de l'oxygène est le temps pour lequel

$$\frac{O_t - O_f}{O_i - O_f} = \frac{1}{2}$$

L'obtention d'une valeur de $\tau_{1/2}$ correspondant à des conditions électromagnétiques données nécessite la réalisation de plusieurs essais car les résultats des analyses en oxygène total présentent toujours une assez grande dispersion, surtout dans le cas de la désoxydation à l'aluminium.

Cette dispersion provient essentiellement de la formation d'amas, les échantillons prélevés se révélant de ce fait inhomogènes.

Les variations de $\tau_{1/2}$ en fonction de R_{ω} dans les limites que nous a permises le matériel utilisé sont semblables pour les deux désoxydants, les résultats figurent dans le tableau III-1.

Tableau III-1.

Désoxydation à l'aluminium

fréquence (Hz)	4 700	4 700	9 800	9 800	16 600	20 800
Ø creuset (mm)	40	55	40	55	55	55
R_{ω}	13,5	25,6	28,6	54	91	114
$\tau_{1/2}$ (s)	44	30	27	32	46	52

Désoxydation au silicium

fréquence (Hz)	9 800	16 600	20 800	28 100
Ø creuset (mm)	55	55	55	55
R_{ω}	54	91	114	154
$\tau_{1/2}$ (s)	46	27	29	54

Nous voyons dans les deux cas, l'existence d'un minimum pour les courbes $\tau_{1/2}$ en fonction de R_{ω} : figures III-7 et 8.

Deux domaines de fréquence sont ainsi nettement mis en évidence. Aux faibles fréquences, la cinétique est d'autant plus rapide que la fréquence augmente, aux fréquences élevées, c'est le phénomène inverse qui se produit.

Ce résultat est à rapprocher de l'estimation des rapports de l'énergie cinétique à l'énergie joule en fonction de R_{ω} : nous avons mis en évidence à ce sujet l'existence d'un maximum. On peut penser que c'est l'effet de l'énergie cinétique du bain qui a une part prédominante sur la détermination de la vitesse d'élimination.

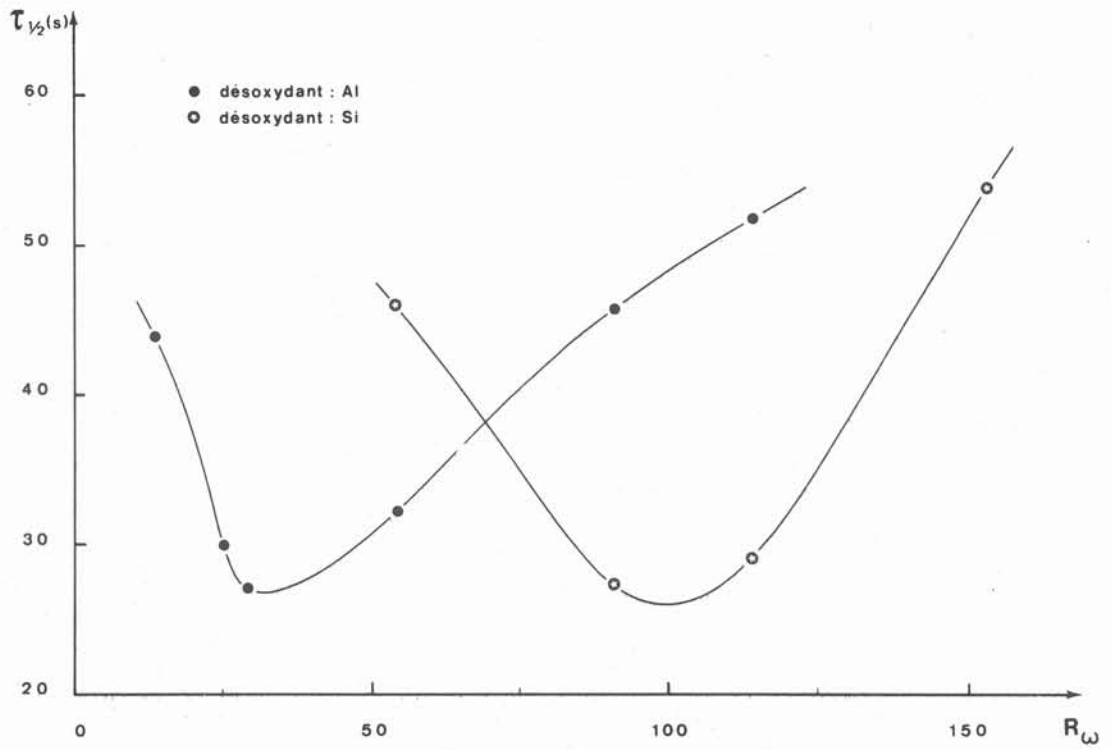


Figure III - 7. Evolution de τ en fonction de R_ω .

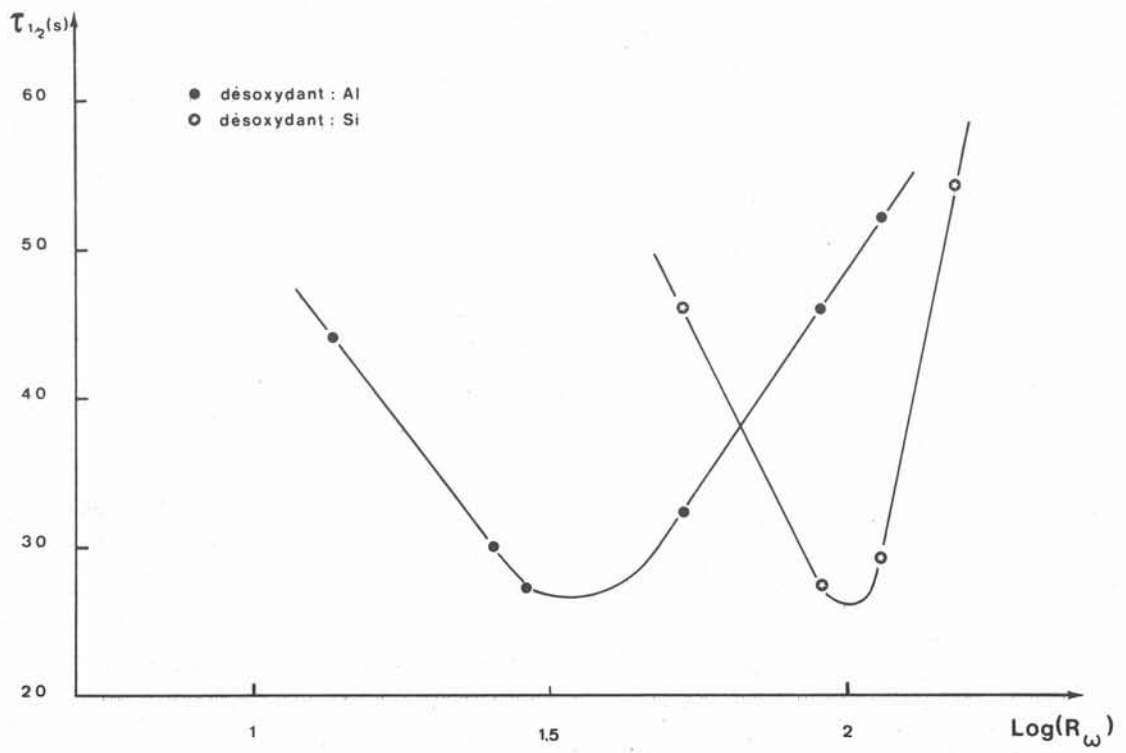


Figure III-8. Evolution de τ en fonction de $\text{Log } R_\omega$.

On se souvient en effet du rôle important joué par la vitesse du bain dans l'élimination aux parois.

L'estimation du rapport de l'énergie cinétique à l'énergie joule nous donne des domaines de R_ω supérieurs ou inférieurs à 1. Cette estimation, faite avec des approximations asymptotiques, ne nous renseigne pas sur la valeur précise de R_ω déterminant le changement de régime. Elle nous montre cependant que la variation du rapport $\frac{E_c}{E_j}$ se fait en $R_\omega^{1/2}$ ou $R_\omega^{-1/2}$.

L'hypothèse que les variations de $\tau_{1/2}$ résultent de la variation d'énergie cinétique dissipée dans le bain est renforcée par le fait que les courbes représentatives de $\tau_{1/2}$ en fonction de $\text{Log } R_\omega$ présentent des pentes de valeurs absolues du même ordre de grandeur de part et d'autre de leurs minima.

Toutefois, si l'énergie cinétique était le seul phénomène entrant en ligne de compte, pour des conditions identiques de brassage, la courbe du silicium et celle de l'aluminium auraient les mêmes positions relatives. Ceci imposerait aux minima des deux courbes la coïncidence en R_ω ; elles présenteraient une configuration identique à celle indiquée sur la figure III-9.

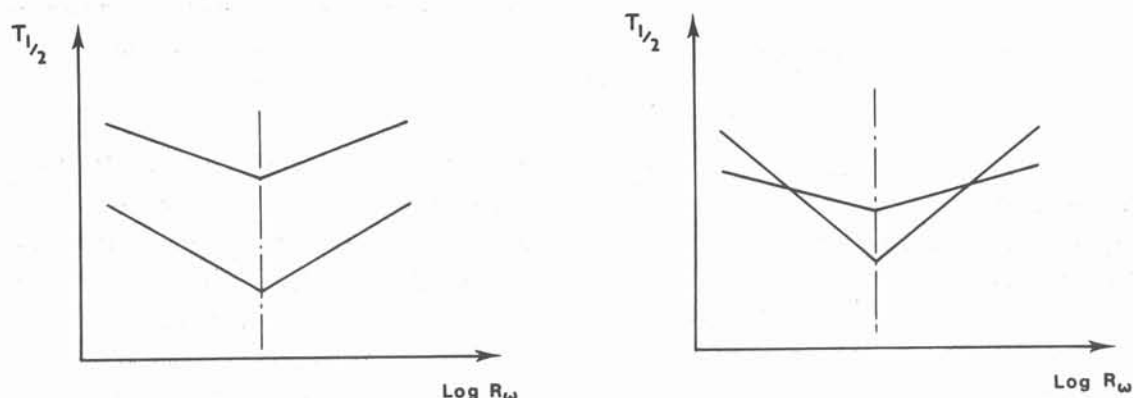


Figure III-9. Aspects des courbes $\tau = f(R_\omega)$ dans l'hypothèse où seule le brassage du bain intervient dans la cinétique d'élimination.

Ce n'est pas le cas ; les minima ne coïncident pas en R_ω . Ce décalage peut s'interpréter comme une décantation plus rapide de l'alumine dans le domaine des basses fréquences, alors que c'est le contraire qui se produit aux fréquences plus élevées. Il faut noter que la tendance à la décantation plus rapide de la silice semble diminuer aux fréquences supérieures à celles que nous avons étudiées.

Un facteur autre que l'énergie cinétique de brassage doit donc entrer en ligne de compte. Dans nos essais, ce qui change, à énergie cinétique identique, ce sont les conditions électromagnétiques du champ, et, plus particulièrement la fréquence du courant.

Il convient de rappeler les termes dépendant du champ électromagnétique dans l'équation des accélérations appliquées à chaque inclusion.

Ces termes sont au nombre de deux : l'un exprime la contribution des forces appliquées à la particule par son environnement : c'est $\frac{1}{\rho_p}$ grad P. L'autre exprime les forces directement développées dans la particule par le champ électromagnétique : c'est $-\frac{1}{2} \lambda \frac{1}{\rho_p} \frac{J_0^2}{\sigma \omega}$ grad ϕ .

La modification de $\frac{1}{\rho_p}$ grad P induite par le champ est une accélération qui tend à expulser la particule vers les parois du creuset ; son intensité est inversement proportionnelle à la masse volumique de la particule. Lorsqu'il s'agit d'un amas cohérent de particules, c'est la masse volumique de l'ensemble oxyde et métal inclus dans l'enveloppe définissant le contour de l'amas, qui entre en ligne de compte.

L'effet sur une particule massive de silice, de masse volumique voisine de 4 g/cm³, sera donc beaucoup plus important que celui appliqué à un amas d'alumine, qui contient peu d'oxyde et a de ce fait une masse volumique proche de 7 g/cm³.

A grad P constant, l'effet sur une particule de l'accélération représentée par le terme $\frac{1}{\rho_p}$ grad P qui tend à éliminer la particule à la paroi, est plus important sur une inclusion de silice que sur un amas d'alumine.

Le terme $-\frac{1}{2} \lambda \frac{1}{\rho_p} \frac{J_0^2}{\sigma \omega}$ grad ϕ est λ fois l'opposée de la force à laquelle serait soumis le fluide déplacé, s'il occupait la place de l'inclusion ou de l'amas. Les paramètres caractéristiques de la particule qui interviennent sont ρ_p et λ . Nous avons déjà discuté les variations de ρ_p . λ dépend de la conductivité électrique de la particule. Ainsi, pour une particule parfaitement isolante, la force exercée est exactement l'opposée de celle appliquée au métal déplacé $\lambda \rightarrow 1$. Par contre, pour une particule ayant une conductivité proche de celle du métal liquide, l'accélération relative au fluide est pratiquement nulle $\lambda \rightarrow 0$.

L'expression de λ est donc probablement de la forme $\lambda \approx \frac{\sigma_{\text{bain}} - \sigma_{\text{particule}}}{\sigma_{\text{bain}}}$

et σ varie dans des proportions plus importantes que ρ_p , à cause des différences importantes de conductivité : on peut avoir $\frac{\sigma_{\text{particule}}}{\sigma_{\text{bain}}} \approx 10^{-12}$ pour une particule massive.

Pour les inclusions de silice, nous sommes dans le cas $\lambda \rightarrow 1$, alors que, pour les amas d'alumine qui contiennent une grande quantité de fer dans le réseau constitué par les particules élémentaires $\lambda \rightarrow 0$.

L'action du champ électromagnétique est de ce fait plus importante sur les particules massives de silice que sur les amas d'alumine.

En d'autres termes, la vitesse d'élimination de l'alumine suit les variations de l'énergie cinétique du bain alors que pour la silice, il existe en plus un effet électromagnétique.

Nous avons vu (I-30) que ENGH et LINDSKOG donnent dans le cas d'un mouvement turbulent du bain une vitesse d'élimination des particules de rayon r de la forme

$$v(r) = 0,58 \cdot 10^{-2} \frac{U_m^3}{v^2} r^2,$$

le temps τ de demi-élimination pour une particule de rayon r étant inversement proportionnel à $v(r)$, il varie donc comme U_m^{-3} .

Le calcul que nous avons développé dans le chapitre II nous a conduits à différencier deux régimes d'agitation suivant la fréquence du courant.

Pour les basses fréquences, nous avons, si E_c est l'énergie cinétique acquise par le bain et E_j l'énergie Joule dissipée, $\frac{E_c}{E_j} \approx R_\omega^{+1/2}$, soit $U_m \approx R_\omega^{+1/4}$; Pour les hautes fréquences, $\frac{E_c}{E_j} \approx R_\omega^{-1/2}$, c'est-à-dire $U_m \approx R_\omega^{-1/4}$. Lorsque le minimum de la courbe $\tau = f(R_\omega)$, relative à l'alumine, est considéré comme point de transition des domaines de fréquence, dans chacun de ceux-ci τU_m^{-3} est pratiquement constant.

Tableau III-3. Valeur du produit τU_m^{-3} pour l'alumine.

R_ω	13.5	25.6	28.6	54	91	114
τ	44	30	27	32	46	52
τU_m^{-3}	310	340	330	1.61	1.56	1.49

Ceci confirme l'hypothèse que l'énergie d'agitation du bain est le paramètre essentiel déterminant la cinétique de processus d'élimination de l'alumine.

Aux "basses fréquences" $R_\omega < 30$, la valeur de grad P est peu altérée, celle de $\frac{J_o^2}{\sigma \omega}$ grad ϕ est faible. Les accélérations communiquées aux particules, du fait du champ électromagnétique, sont donc faibles. C'est le mouvement du bain et la tendance de l'alumine à former de gros amas, qui déterminent le régime de décantation.

D'une part, l'énergie cinétique du bain augmente comme $R_\omega^{1/2}$, donc les temps de demi-élimination décroissent.

D'autre part, l'alumine est éliminée plus rapidement que la silice. En effet, l'élimination d'une particule a lieu lorsque son centre est à une distance de la paroi inférieure à son rayon. Or, les inclusions élémentaires d'alumine de rayon r sont regroupées en amas dont elle n'occupent que la fraction volumique V_v . Dans tous processus prenant en compte leur rayon, elles interviennent donc avec un rayon apparent $r V_v^{-1/3}$, supérieur à r . Il s'ensuit que pour des conditions de concentration et d'agitation de bain identiques, ces inclusions rassemblées sous forme d'amas décantent plus rapidement que les inclusions élémentaires de silice.

Aux fréquences moyennes $30 < R_\omega < 200$, les valeurs de $\text{grad } P$ et $\frac{J_o^2}{\sigma \omega}$ $\text{grad } \phi$ deviennent importantes et la modification de trajectoires accélère la décantation des inclusions pour lesquelles l'action du champ électromagnétique est sensible : c'est-à-dire la silice.

Les temps de $\frac{1}{2}$ élimination augmentent avec R_ω car il y a diminution de l'énergie de brassage, la silice est éliminée plus rapidement que l'alumine, à cause de l'action du champ électromagnétique sur les inclusions.

Aux hautes fréquences, $R_\omega > 200$, le volume concerné par les courants induits est faible par rapport aux dimensions du creuset, moins de 7 %, et l'élimination des particules se fait par décantation naturelle, la formation d'amas donne une cinétique d'élimination de l'alumine plus rapide que celle de la silice (1).

Ces résultats mettent en évidence deux valeurs, $R_\omega = 30$ et $R_\omega = 200$ du paramètre R caractéristique des dimensions respectives de la charge et de la zone d'action du champ électromagnétique.

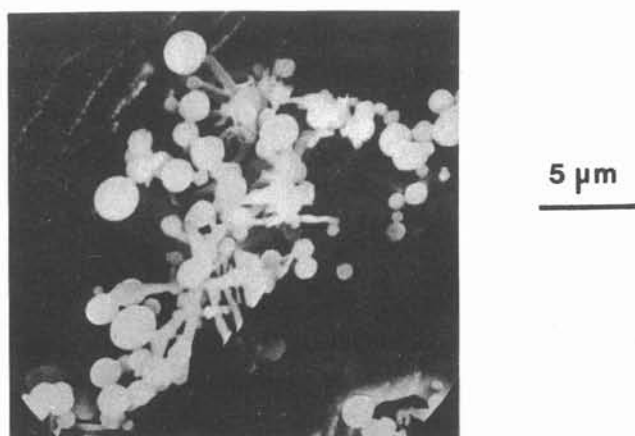
$R_\omega = 30$ équivaut à $\frac{R}{\delta} = 5,5$, soit sensiblement la valeur que nous avons signalée dans le chapitre II-3, $\frac{R}{\delta} \approx 5$, valeur correspondant à la fréquence minimale à adopter pour que le chauffage de la charge se fasse dans de bonnes conditions de rendement. $\frac{R}{\delta} = 5$ est essentiellement déterminée par la nécessité d'avoir un gradient important de courants induits. Le rapprochement des deux valeurs de R_ω n'est pas fortuit. En effet, elles sont caractéristiques des bornes inférieures des domaines de fréquences concernés, dans un cas par un bon rendement, dans l'autre par une action électromagnétique importante sur les inclusions, qui sont deux conditions résultant du même phénomène qu'est l'effet de peau.

$R_\omega = 200$ ne peut être mis en parallèle avec d'autres valeurs caractéristiques de ce paramètre, déterminé par d'autres conditions. Le faible volume de bain concerné par les gradients est suffisant en lui-même pour justifier le fait que l'action du champ soit de faible importance.

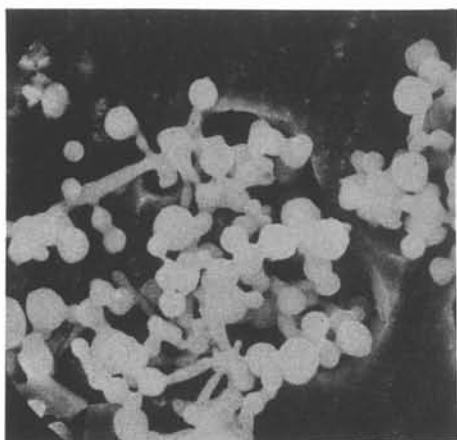
III - 3.2. Aspect morphologique

Nous avons vu que le brassage a une action déterminante sur la cinétique de décantation. L'étude bibliographique a mis en évidence l'importance de l'agitation du bain, sur la coalescence des particules, qui peut donc se manifester également sur la morphologie des amas d'alumine.

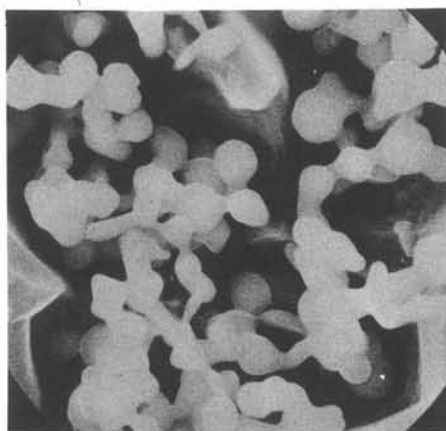
Les photos présentées en figure III-10 montrent l'évolution, dans le temps, des inclusions. Ces photos sont faites au M.E.B.



a. 10 s



b. 25 s



c. 1mn 35 s

Figure 10. Evolution dans le temps des inclusions à l'intérieur des amas.

Nous savons que deux phénomènes peuvent contribuer à la formation de la phase alumine :

- croissance sous forme de dendrites
- coalescence de particules sphériques.

L'agitation du bain semblant empêcher les gradients de concentration favorables à la croissance des dendrites, nous avons cherché à savoir quelle est son action sur la morphologie des amas.

Pour cela, nous avons déterminé sur des échantillons prélevés de façon identique à celle utilisée pour les dosages d'oxygène total, les variations au cours du temps, des dimensions de particules élémentaires d'alumine, de la fraction volumique d'oxyde dans les amas, de la densité surfacique en inclusions, et des facteurs de forme $\frac{S}{P^2} = f$ de chaque amas observé. S représente le nombre de points de surface, P le nombre de points périmètre. Ce rapport caractérise la sphéricité de l'amas, la valeur maximale de $\frac{S}{P^2}$ est obtenus pour le cercle.

Avec l'analyseur d'image que nous avons utilisé au CENG, $f = 8 \cdot 10^{-2}$.

Les résultats ont été obtenus pour cinq conditions électromagnétiques différentes :

$$R_{\omega} = 13,5 ; 25,6 ; 54 ; 91 ; 113,8.$$

Ils sont rassemblés dans le tableau III-2.

Les figures III-11, 12, 13, 14 donnent les courbes représentatives des grandeurs en fonction du temps.

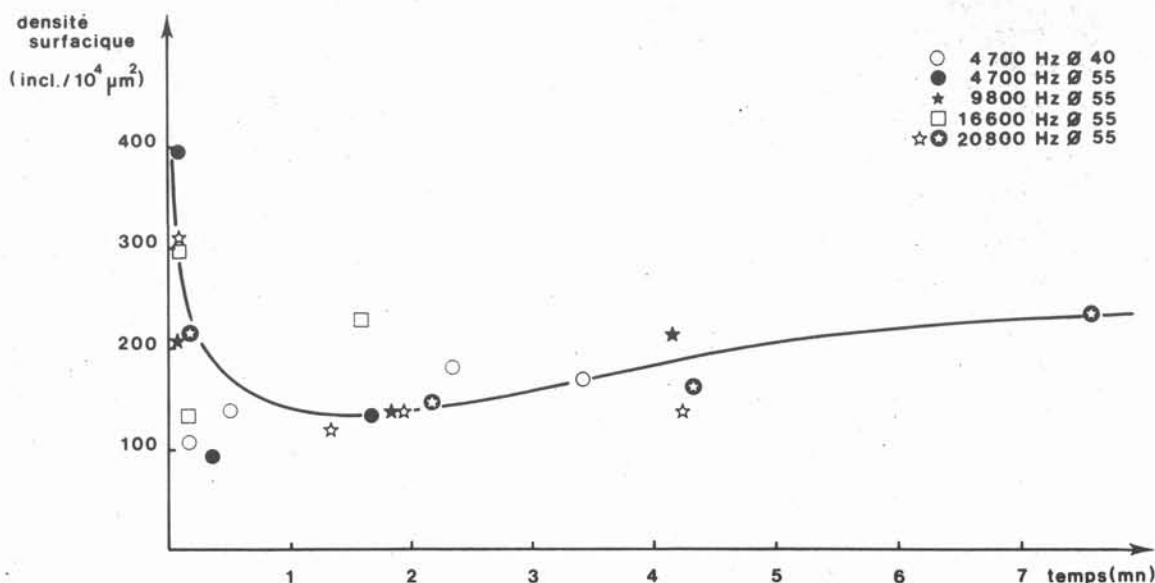


Figure III-11. Densité surfacique en fonction du temps.

Tableau 2.

Echantillon conditions	temps (s)	S inclusions (μm^2)	S amas (points)	S amas (μm^2)	P amas (points)	τ (μm)	V_v inclusions	d ($\text{N}/10^4\mu\text{m}^2$)	f amas moyen
8 9800 Hz \varnothing 55	20	1042,16	52240 13428	$1,93.10^4$ $7,96.10^2$	2078 1227	3,08	$1,05.10^{-2}$	209	$1,49.10^{-2}$
	110	17738,00	55540 66676	$32,91.10^4$ $9,88.10^4$	1525 2107	3,12	$4,15.10^{-2}$	135	$1,94.10^{-2}$
	250	375,16	62736	$37,12.10^2$	1554	3,62	$1,01.10^{-1}$	210	$2,59.10^{-2}$
18 16600 Hz \varnothing 55	5	1801,70	34423 27441	$1,27.10^4$ $4,07.10^4$	1956 1213	2,38	$3,37.10^{-2}$	296	$1,38.10^{-2}$
	10	10369,78	40072 42492	$5,94.10^4$ $25,18.10^4$	1200 1762	3,09	$3,33.10^{-2}$	131	$2,07.10^{-2}$
	90	1622,78	25202 32014	$0,93.10^4$ $1,19.10^4$	1161 1564	3,11	$7,65.10^{-2}$	230	$1,58.10^{-2}$
30 20800 Hz \varnothing 55	10	1448,82	41868 36311	$6,20.10^4$ $1,34.10^4$	1396 1500	2,11	$1,92.10^{-2}$	209	$1,88.10^{-2}$
	130	5000,06	98517 14728	$14,60.10^4$ $0,55.10^4$	2176 1018	2,82	$3,30.10^{-2}$	148	$1,75.10^{-2}$
	260	899,86	40027	$1,48.10^4$	1748	3,48	$6,08.10^{-2}$	159	$1,31.10^{-2}$
	455	174,11	25354	$15,02.10^2$	1220	3,73	$1,16.10^{-2}$	233	$1,70.10^{-2}$
24 4700 Hz \varnothing 55	5	555,80	27399 52047	$1,01.10^4$ $30,84.10^2$	1380 2116	2,11	$1,74.10^{-2}$	397	$1,30.10^{-2}$
	20	6775,20	50253 13283	$29,78.10^4$ $1,97.10^4$	2048 623	3,10	$2,11.10^{-2}$	92	$2,40.10^{-2}$
	100	16320,16	55924 69191	$33,14.10^4$ $2,56.10^4$	1627 2486	3,22	$4,57.10^{-2}$	136	$1,83.10^{-2}$
27 20800 Hz \varnothing 55	5	477,57	59983	$2,22.10^4$	3054	1,55	$2,14.10^{-2}$	309	$1,29.10^{-2}$
	80	14080,51	25115 34336	$14,88.10^4$ $20,35.10^4$	1384 1385	3,36	$3,99.10^{-2}$	118	$1,31.10^{-2}$
	115	7899,22	42739 42830	$6,33.10^4$ $6,35.10^4$	1437 1722	3,72	$6,22.10^{-2}$	138	$1,76.10^{-2}$
	255	14515,17	63559 88058	$9,42.10^4$ $13,05.10^4$	1926 3285	3,81	$6,45.10^{-2}$	135	$1,26.10^{-2}$
33 4700 Hz \varnothing 40	10	769,52	19860 13633	$2,92.10^4$ $2,00.10^4$	1376 976	2,50	$1,56.10^{-2}$	106	$1,91.10^{-2}$
	30	26798,19	98349 87269	$58,28.10^4$ $51,71.10^4$	2201 2788	2,59	$2,44.10^{-2}$	138	$1,92.10^{-2}$
	140	15578,71	104906 30446 64882 43787	$15,54.10^4$ $1,13.10^4$ $9,61.10^4$ $6,49.10^4$	2509 1250 2017 2134	2,90	$4,75.10^{-2}$	181	$1,54.10^{-2}$
	205	7370,68	82331 37937	$12,20.10^4$ $1,41.10^4$	2096 1519	3,13	$5,42.10^{-2}$	168	$1,76.10^{-2}$

Remarques : - S inclusions (μ^2) = Surface occupée par toutes les inclusions dans tous les amas observés.

- f amas moyen = moyenne arithmétique des facteurs de forme pour les divers amas.

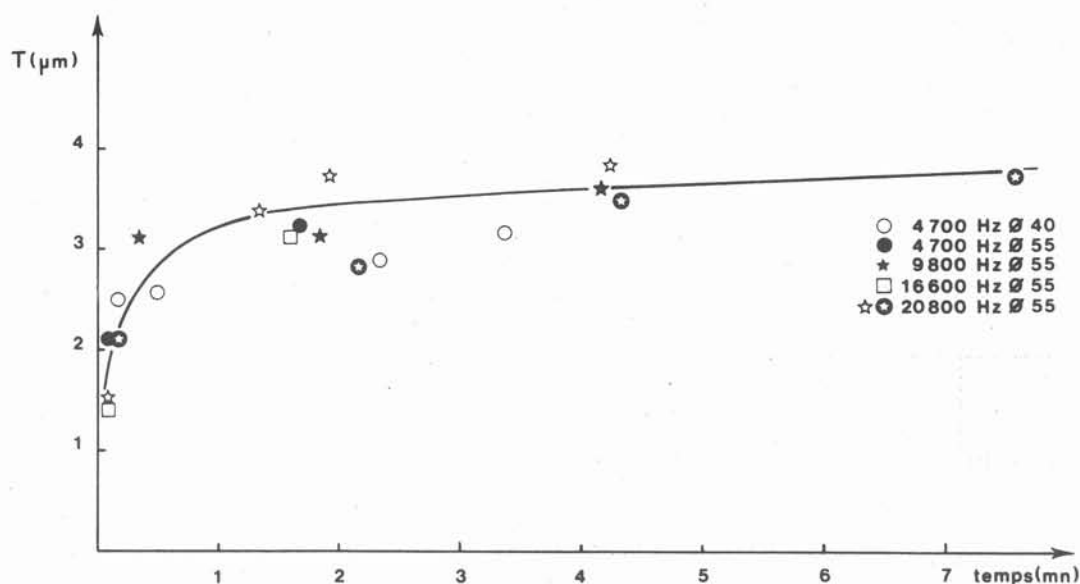


Figure III-12. Traversée moyenne en fonction du temps.

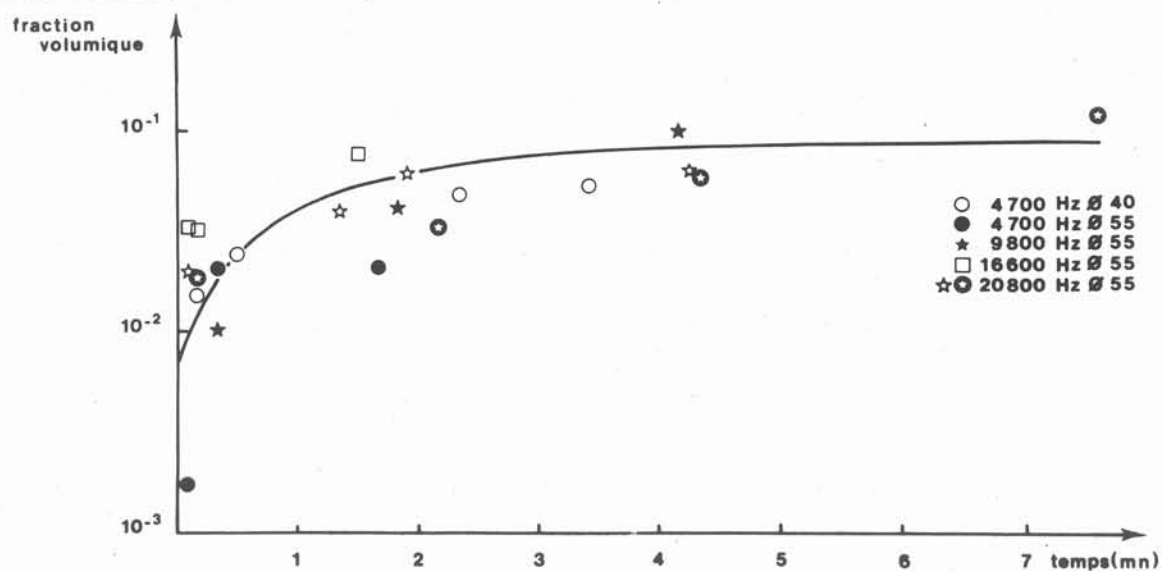


Figure III-13. Fraction volumique en fonction du temps.

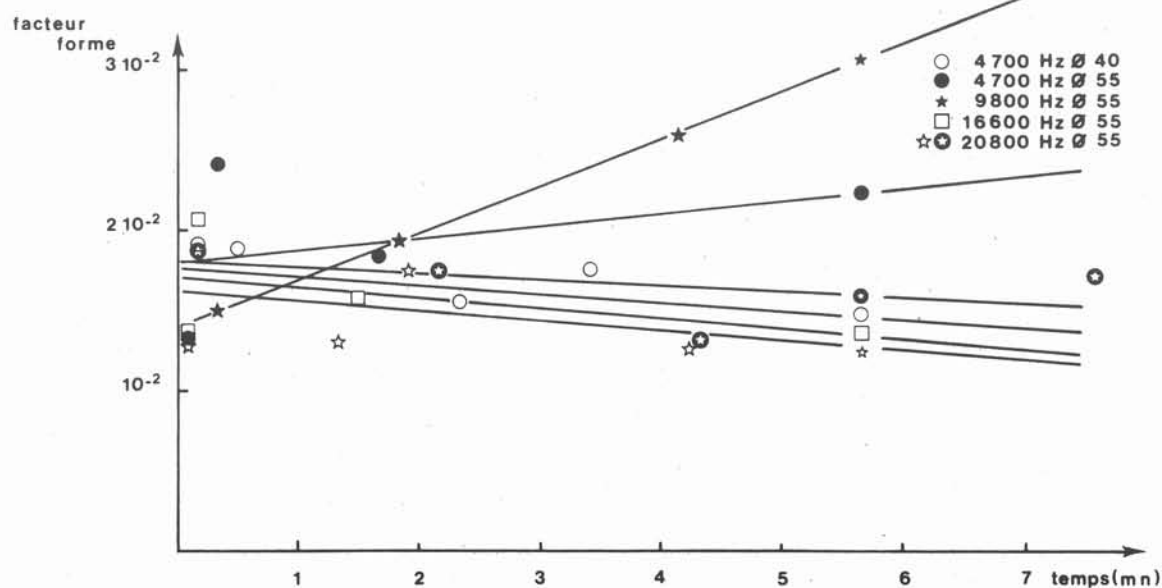


Figure III-14. Facteur forme en fonction du temps.

L'observation des résultats montre qu'il n'y a pas de différences marquantes entre les diverses configurations électromagnétiques : tous les ordres de grandeur sont semblables et excepté le facteur de forme, tous les sens de variation, en fonction du temps, des grandeurs mesurées sont les mêmes.

Ainsi :

- la densité surfacique exprimée en inclusions $/10^4 \mu\text{m}^2$ diminue fortement de 400 à 100 inclusions $/10^4 \mu\text{m}^2$ pendant les 20 secondes suivant l'addition du désoxydant, puis augmente lentement jusqu'aux environs de 230 inclusions $/10^4 \mu\text{m}^2$ 8 minutes après le début de l'opération.

- la traversée moyenne augmente rapidement jusqu'à $3 \mu\text{m}$ pendant les 20 secondes suivant l'addition du désoxydant, elle passe lentement à $4 \mu\text{m}$, 8 minutes plus tard.

- la fraction volumique de l'alumine dans les amas passe de 10^{-2} à 10^{-1} pendant les 8 premières minutes de la désoxydation, de façon relativement continue. Les 20 premières secondes ne semblent pas jouer de rôle particulier.

Le nombre de 8 minutes correspond au temps maximal pendant lequel on peut retrouver sans trop de difficultés, des amas dans les prélèvements. Il faut noter que 8 minutes après introduction de désoxydant, les amas sont extrêmement peu nombreux et de très petite taille.

- Le facteur forme des amas montre une évolution proche de la variation linéaire en fonction du temps. La détermination est assez subjective du fait du tracé manuel des contours. Les pentes des droites d'interpolation -obtenues par la méthode des moindres carrés- montrent pour les conditions électromagnétiques donnant le temps de demi élimination le plus court, un facteur forme croissant. Celui-ci est légèrement décroissant dans les autres conditions.

Ces résultats montrent deux étapes nettement différentes, dans la formation des amas d'alumine.

- d'une part, les vingt premières secondes, pendant lesquelles se situe la croissance rapide des inclusions élémentaires d'alumine. Le fait que, pendant cet intervalle de temps, la densité surfacique en inclusions diminue fortement, et que la fraction volumique volumique de l'alumine dans les amas augmente dans de moindres proportions, semble indiquer que l'augmentation de taille est due à des groupements de particules.

- d'autre part, une évolution plus lente des amas. La taille des particules augmente faiblement, ainsi que la densité surfacique en inclusions. Ces deux phénomènes font penser au frittage de particules. L'observation des amas extraits de la matrice montre effectivement la formation de pont entre les sphères.

Les écarts liés à l'application de conditions électromagnétiques différentes sont expérimentalement indécélables sur les grandeurs que nous avons mesurées, à l'exception du facteur forme.

L'hypothèse selon laquelle l'alumine apparaît sous forme de sphère et non de dendrites, peut trouver ici une justification :

En effet, la taille initiale des particules est petite, elle est inférieure au μm , donc leur vitesse par rapport au fluide, du fait des forces superficielles est assez faible et le nombre de Reynolds du métal liquide par rapport à leur dimension petit, $Re \approx 1$, quelle que soit l'agitation de bain. Il s'ensuit que le fer liquide a, vis-à-vis de ces inclusions, un comportement visqueux qui n'est pas altéré par les modifications électromagnétiques.

Par contre, si les inclusions apparaissaient sous forme de dendrites, le nombre de Reynolds hydraulique du métal liquide par rapport à leur grande dimension serait important, ce qui supposerait un comportement non visqueux du fer liquide, modifié par les conditions électromagnétiques.

L'augmentation dans le temps du facteur forme, pour les conditions électromagnétiques donnant la cinétique d'élimination la plus rapide, suppose une érosion des formes extérieures des amas. Cette érosion est rendue possible par l'agitation importante du bain. C'est pour ces conditions que l'énergie cinétique globale est la plus forte.

III - 3.3. Répartition dans le creuset des produits séparés

L'observation par autoradiographie des inclusions séparées ne donne que des résultats qualitatifs. Ceux-ci étant obtenus après un maintien relativement long du métal à l'état liquide après sa désoxydation, leur exploitation ne renseigne pas sur la cinétique de la désoxydation. Les endroits où sont séparées les inclusions pourront par contre être discutés en fonction de l'écoulement du métal dans le creuset.

III - 3.3.1. Résultats qualitatifs, autoradiographies

Les essais ont été effectués dans quatre configurations électromagnétiques différentes.

$$R_{\omega} = 13,5 ; 28,6 ; 54 ; 113,8.$$

Ils concernent les deux tailles de creusets que nous avons utilisés.

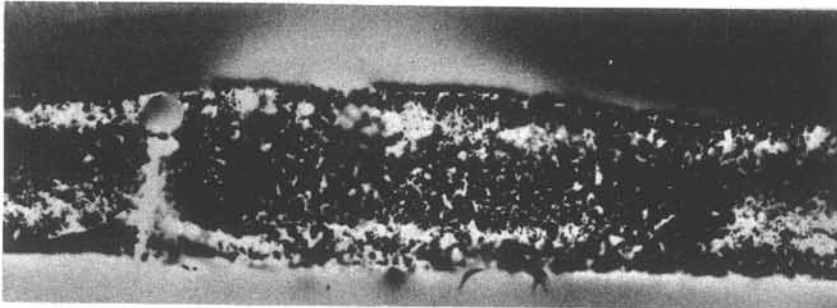
Les photos (a) des planches III, 1, 2, 3 et 4 représentent les autoradiographies effectuées sur les circonférences des lingots après démoulage et brossage. Le brossage a pour but de rendre la surface plus homogène et de mieux appliquer le film photographique.

L'observation des clichés permet de constater une hétérogénéité de la répartition des traceurs en surface des lingots : des zones moins chargées apparaissent sous la forme de bandes plus claires, au nombre de deux dans les lingots 1 ($R_{\omega} = 113,8$), 3 ($R_{\omega} = 28,6$) et 4 ($R_{\omega} = 13,5$). Les bandes se situent aux abords des extrémités des lingots.

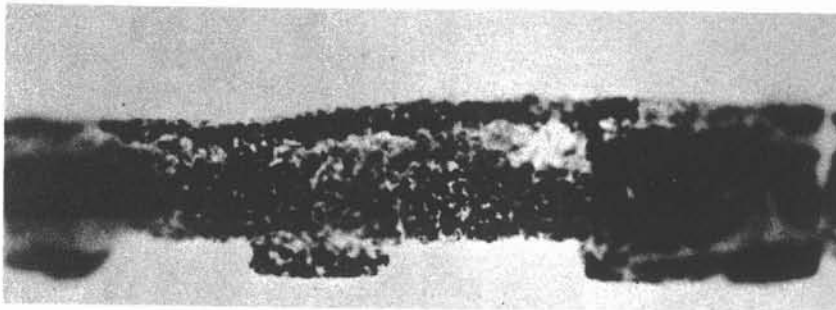
LINGOT 1

$\varnothing = 55 \text{ mm}$

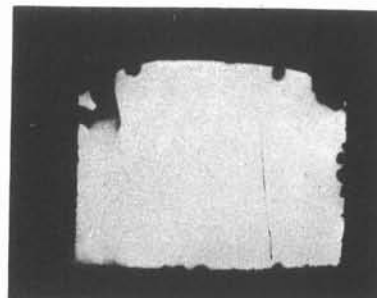
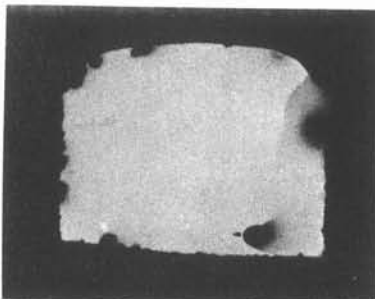
$f = 20800 \text{ Hz}$



Circonférence du lingot brossé



Surface interne du creuset

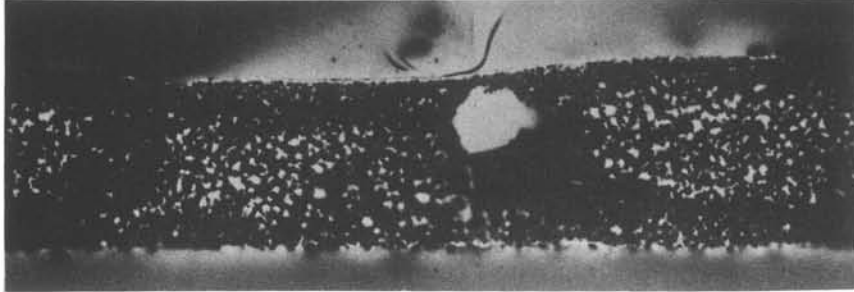


Coupes longitudinales du lingot

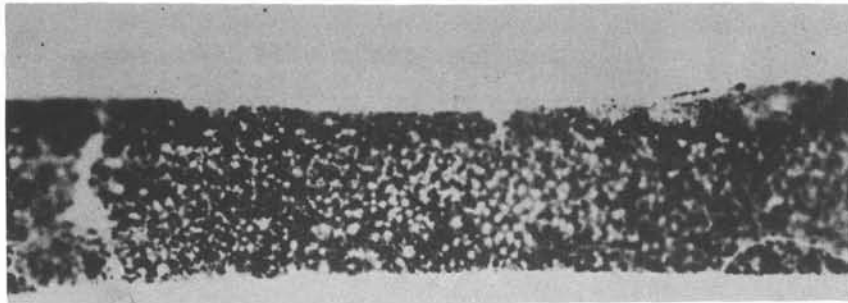
LINGOT 2

$\varnothing = 55 \text{ mm}$

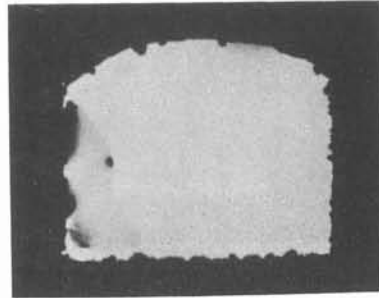
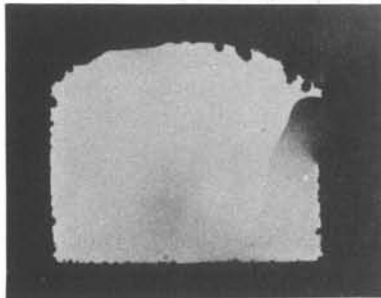
$f = 9800 \text{ Hz}$



Circonférence du lingot brossé



Surface interne du creuset

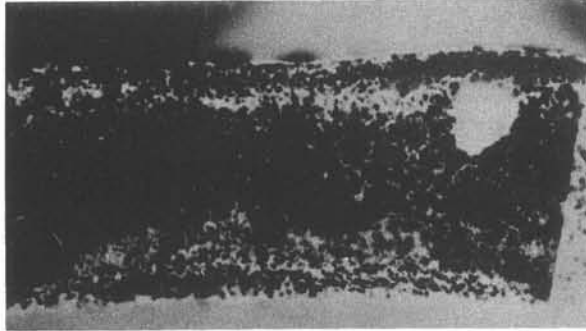


Coupes longitudinales du lingot

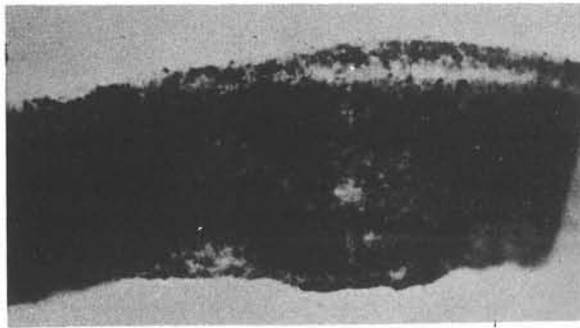
LINGOT 3

$\varnothing = 40 \text{ mm}$

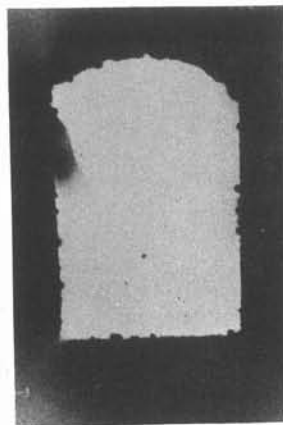
$f = 9800 \text{ Hz}$



Circonférence du lingot brossé



Surface interne du creuset

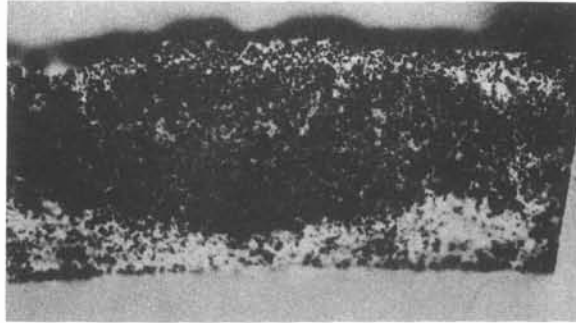


Coupes longitudinales du lingot

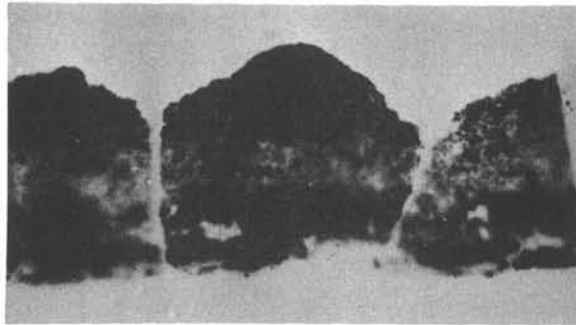
LINGOT 4

$\varnothing = 40 \text{ mm}$

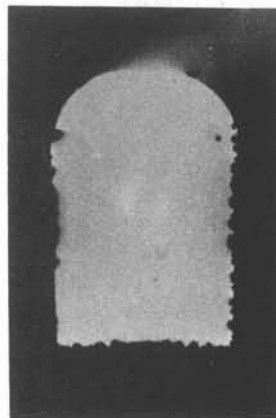
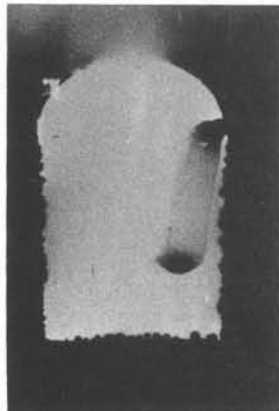
$f = 4700 \text{ Hz}$



Circonférence du lingot brossé



Surface interne du creuset



Coupes longitudinales du lingot

Par contre, l'essai 2 ne présente pas de bande nettement marquée, mais une zone centrale légèrement moins impressionnée.

Ces phénomènes auraient pu provenir du démoulage des lingots, une partie des traceurs restant au contact des creusets, l'autre partie au contact du lingot. Les autoradiographies faites sur les creusets reconstitués montrent les mêmes configurations de répartitions des traceurs : photos (b) des planches III 1, 2, 3 et 4. Les répartitions sur les lingots correspondent donc réellement au dépôt des traceurs lors des essais.

Cette constatation permettra de faire des mesures quantitatives sur les lingots.

Les photos (c) des planches III 1, 2, 3 et 4 sont faites sur des sections droites des lingots. Elles représentent des sections passant par l'axe de symétrie et des sections légèrement décalées du fait de l'épaisseur du disque ayant servi à la découpe. Toutes les sections radiales sont faites de telle sorte que la retassure de solidification se trouve dans leur plan, ceci explique la tache ombrée observée sur chaque cliché.

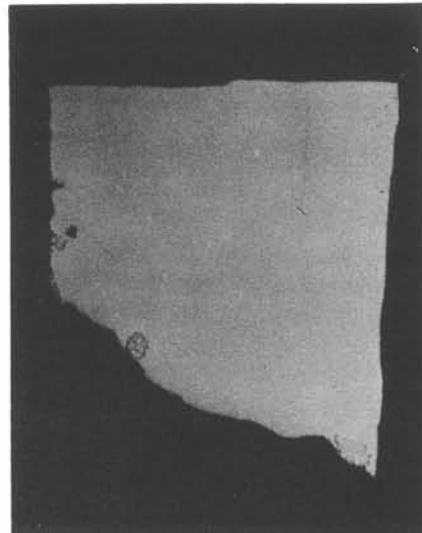
On remarque que dans les lingots ne subsistent pratiquement plus d'inclusions, ce qui confirme l'analyse de prélèvement. Les inclusions que l'on observe sont localisées aux parois et au fond du creuset. Quelques gros amas non émergés sont situés à la jonction entre la surface libre et les parois du creuset. Ces résultats confirment ceux obtenus sur les parois cylindriques : il n'y a pratiquement pas d'inclusions à l'endroit des bandes claires.

Il peut être intéressant de constater que les amas séparés subsistent au sein du liquide, en contact avec les parois, ou la surface libre. Il ne semble pas y avoir émergence, proprement dite, du bain.

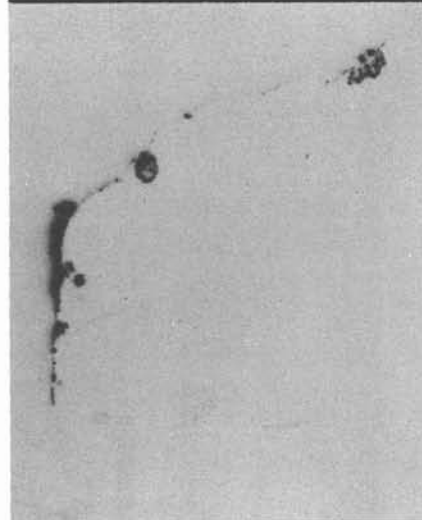
Les photos de la planche III-5 montrent la macrographie, et l'autoradiographie ramenée au même grossissement, d'une partie de l'échantillon 2.

Sur la planche III-6 figurent des micrographies optiques de ces mêmes amas. Leur aspect est identique à celui rencontré lors de la désoxydation par l'aluminium. Des observations au M.E.B. : photo (a) planche III-7 le confirment. En outre, l'utilisation de l'analyseur X permet de constater que les amas sont essentiellement constitués de particules d'alumine. Le cérium se trouve dans des particules mixtes d'aluminium et de cérium, photos (b) et (c) de la planche III-7.

LINGOT 2



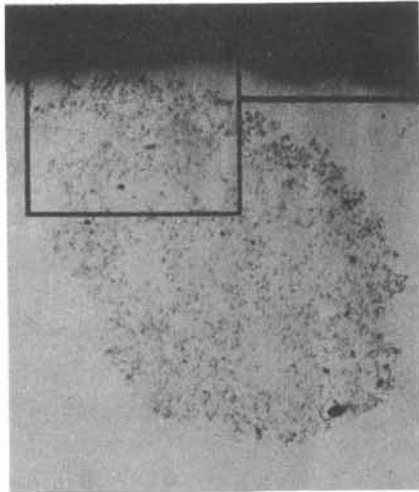
Macrographie



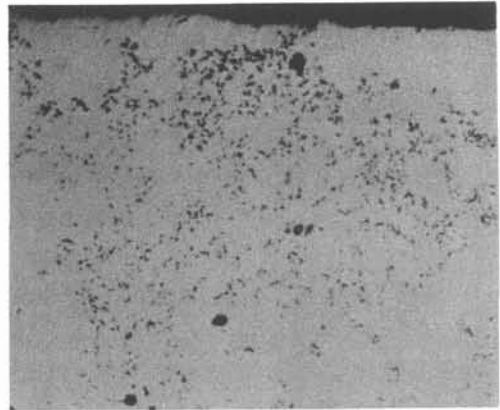
Autoradiographie

— — — — —
5mm

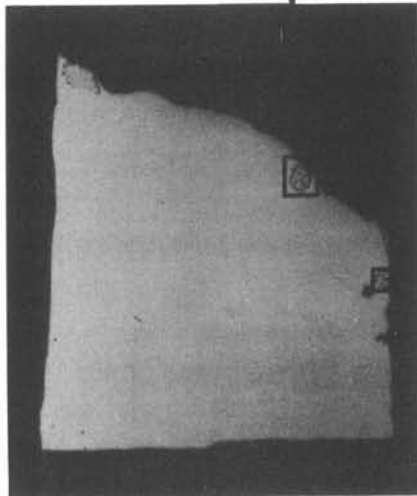
LINGOT 2



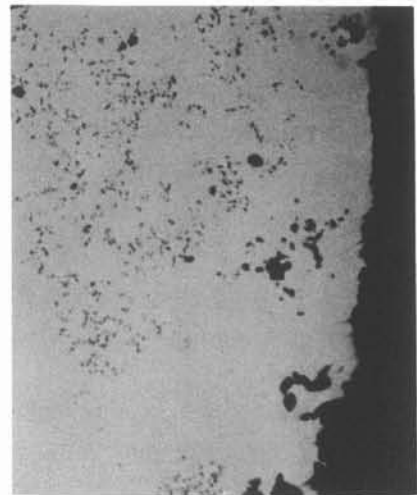
x 75



x 200



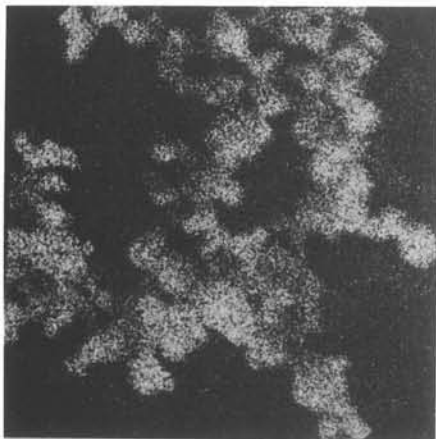
5 mm



x 200



a . Image électronique



b . Image X de Al



c . Image X de Ce

Planche III - 7.

III - 3.3.2. Résultats quantitatifs, comptages

Les mesures effectuées par comptage ont permis de déterminer les quantités relatives de produits radioactifs subsistant

- dans la masse du lingot, c'est-à-dire les particules n'ayant pas décanté, particules qu'on ne distingue pas par autoradiographie car elles sont en trop faible quantité.
- dans la calotte des lingots, c'est-à-dire les amas ayant décanté en surface.
- sur les parois et le fond du creuset.

Les deux premières quantités sont obtenues par comptage sur des parties aliquotes de solution liquide. La quantité de produits ayant décanté aux parois est déterminée par différence à l'activité totale introduite dans le lingot au moment de la désoxydation.

Les résultats sont réunis dans le tableau III, ils sont exprimés en pourcentage d'activité totale.

Tableau III-4.

Répartition des produits radioactifs après solidification

R_{ω}	13,5	28,6	54	113,8
Fréquence (Hz)	4 700	9 800	9 800	20 800
\varnothing creuset (mm)	40	40	55	55
masse (%)	5,2	5,2	4,6	4,5
surface libre (%)	10,7	13,6	20,6	41,4
parois (%)	84,1	81,2	74,9	54,1
τ (s)	44	27	32	52

On constate une évolution sensible des diverses proportions entre les différentes configurations électromagnétiques.

Si on se reporte aux temps de demi-élimination des inclusions, il ne semble pas y avoir de corrélations directes entre tous ces résultats.

Ce sont vraisemblablement les courants de circulation du métal qui permettent ou non la localisation des amas à la surface libre, suivant la taille du vortex supérieur, et la vitesse de l'écoulement. Ces résultats pourront être discutés ultérieurement en fonction du mouvement calculé numériquement.

La répartition zone sombre-zone claire observée sur les parois, du fait de la difficulté rencontrée au découpage des lingots, n'a été déterminée que pour la configuration correspondant à $R_{\omega} = 13,5$. Il a été fait une mesure d'activité de surface en deux points d'un même lingot. Pour celui correspondant à une zone sombre de l'autoradiographie, l'activité mesurée est cinq fois supérieure à celle mesurée pour l'échantillon représentant la zone claire.

Ceci signifie que le dépôt dans les zones sombres est cinq fois plus important que dans les zones claires. Si l'on se réfère à ce que l'on a vu dans le chapitre (I-4.1) : des points d'accumulation aux parois existent aux endroits où l'écoulement du bain se fait vers les parois, et dans le chapitre (II-7) : le champ électromagnétique peut modifier les trajectoires de particules, nous pourrions établir une corrélation entre la forme de l'écoulement calculé et l'allure des autoradiographies.

L'utilisation de traceurs a donc permis de mettre en évidence des modifications de localisation des inclusions découlant des variations de R_w , les conditions géométriques des essais respectant toujours les conditions de symétrie.

Une extension intéressante du travail consistera à changer de conditions géométriques, afin de séparer les particules d'oxyde dans des endroits préférentiels. Pour que de tels essais puissent être faits de façon rationnelle, il faut pouvoir développer un calcul numérique des écoulements dans le creuset. C'est ce travail que nous allons exposer maintenant.

CHAPITRE IV

CALCUL NUMERIQUE ET DETERMINATION EXPERIMENTALE

DES COURANTS DE CIRCULATION EN CREUSET

Les résultats acquis précédemment à l'aide de traceurs radioactifs ont montré l'importance des courants de circulation dans le creuset. La connaissance de leur forme, pour chaque configuration d'inducteur, est donc une nécessité si l'on veut interpréter les effets de séparation observés.

Dans une première partie, nous présenterons le calcul du champ de vitesse. C'est un travail d'équipe réalisé en collaboration avec J.N. BARBIER du L.T.P.C.M. et Y. FAUTRELLE de l'I.M.G. Ce paragraphe décrit les méthodes numériques employées pour déterminer, en tout point, le champ magnétique et le champ de vitesse.

Dans une seconde partie, nous comparerons les résultats obtenus à ceux provenant des déterminations expérimentales de la vitesse, faites sur un métal à bas point de fusion. La mise en évidence du caractère fortement turbulent du mouvement, nous a incités à introduire dans la résolution des équations de NAVIER-STOKES, une viscosité fictive dont la valeur est supérieure à celle de la viscosité vraie (36).

IV - 1. METHODE DE CALCUL

IV - 1.1. Détermination du champ magnétique

Le champ magnétique s'obtient par dérivation du potentiel vecteur \vec{A}

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A} \quad \text{avec} \quad \vec{A} = |0, 0, A(r, z)|$$

L'utilisation du potentiel vecteur dans la résolution numérique est justifiée par le fait qu'en coordonnées axisymétriques, il est solution de l'équation scalaire :

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu \sigma \frac{\partial A}{\partial t} + \mu J_{\text{exc}} \quad (\text{IV-1})$$

où J_{exc} désigne le courant dans l'inducteur.

Pour une excitation sinusoïdale, l'introduction de la notation complexe

$A = |A| e^{i(\omega t + \phi)}$ déjà signalée dans le chapitre II, permet d'éliminer la variable temps.

L'équation IV-1 devient :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial(rA)}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 A}{\partial z^2} + i \mu \sigma A = \mu j_{exc} \quad (IV-2)$$

Cette équation est résolue par une méthode aux différences finies, dans le plan (r,z).

Les conditions limites choisies se réduisent à :

$A = 0$ sur l'axe de symétrie

$A = 0$ à l'infini de l'inducteur et de la charge.

IV - 1.2. Détermination de la surface libre du bain

Compte tenu de l'existence d'une surface libre non plane, la résolution se fait suivant un maillage curviligne, déterminé par l'équation de cette surface :

$$z(r) - z(o) = \frac{1}{2} h |A(r,z)|^2 \phi(r,z) \quad (IV-3)$$

où

ϕ est la phase du potentiel vecteur

$|A(r,z)|$ est le module du potentiel vecteur

$z(o)$ est donnée par la conservation du volume

h est une grandeur adimensionnelle tenant compte de μ , σ et ρ .

$$z(o) = H - 2 h \int_0^1 |A(r,z)|^2 \phi(r,z) r dr \quad (IV-4)$$

Pratiquement, partant d'une surface libre plane, on calcule le potentiel vecteur pour un maillage orthogonal, ce qui conduit à une approximation de la surface libre, donc à un nouveau maillage curviligne. Ce processus est reconduit jusqu'à stabilisation précise du potentiel vecteur et de la surface libre.

Afin de tenir compte de l'effet de peau (chapitre II), les points du maillage sont répartis suivant les abscisses de Gauss : les abscisses ne sont pas équidistantes et se resserrent quand on approche les limites de la charge (figure IV-1).

$z = f(r)$ étant l'équation de la surface libre, nous effectuons la transformation

$$h_{ij} = y_j \cdot \frac{z_i}{2} + \frac{z_i}{2} \quad (IV-5)$$

avec $z_i = f(r)$

y_i = abscisse de Gauss suivant la hauteur.

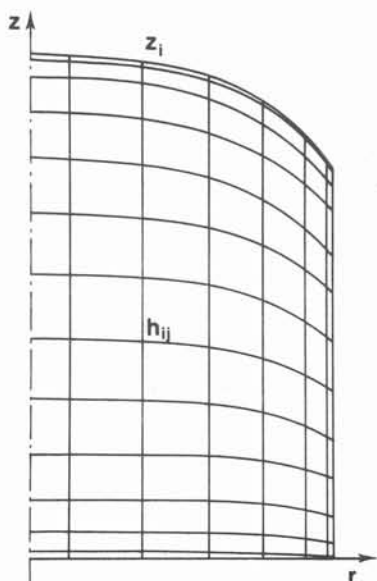


Figure IV-1. Maillage tenant compte de la surface libre.

Le maillage définitif, obtenu après stabilisation de cette procédure itérative, est transmis au programme de résolution des équations de NAVIER-STOKES ; il en est de même des valeurs de $\text{rot } F$ en tous les points de la grille.

Les formes des lignes de champ magnétique et des surfaces libres correspondant aux conditions expérimentales des essais avec des traceurs sont données par les figures IV-2, 3, 4 et 5.

La représentation du champ magnétique permet de visualiser l'effet de peau dans la charge. La forme calculée des dômes est proche de celle que l'on observe sur les échantillons refroidis sous champ. Elle est vraisemblablement représentative de la forme réelle pendant les essais. On notera que l'hypothèse d'une surface libre plane n'aurait pas été réaliste.

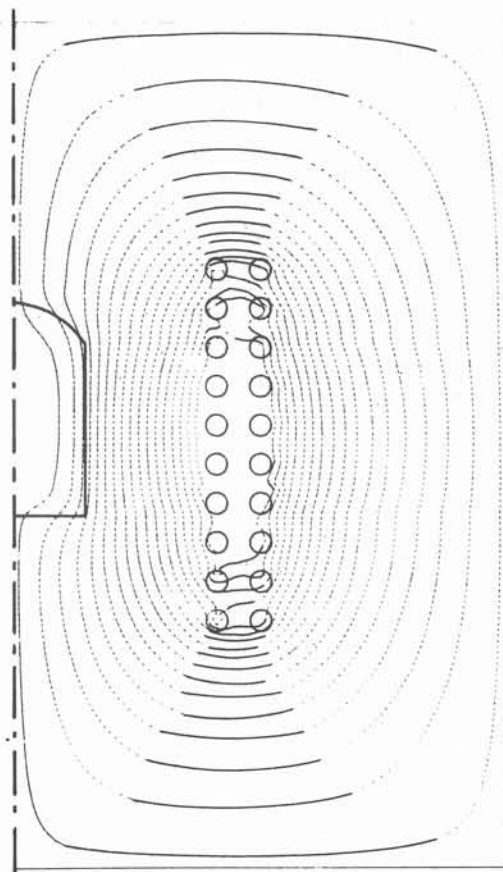


Figure IV - 2. Champ magnétique (4700 Hz, $\varnothing = 40$ mm).

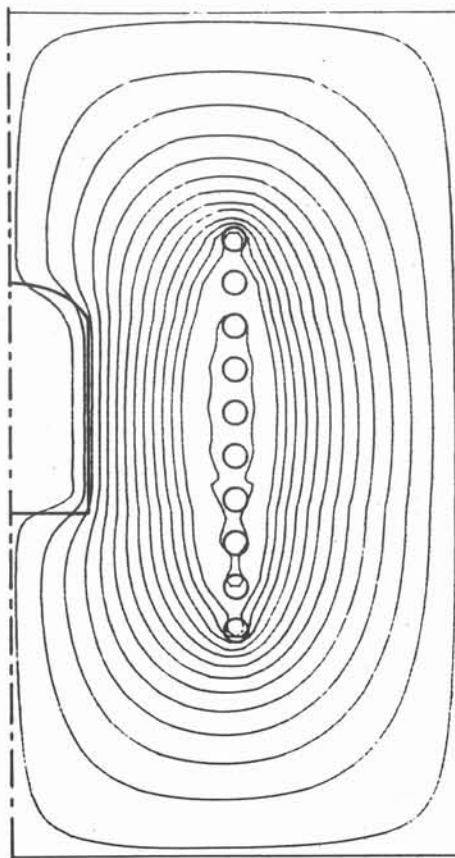


Figure IV - 3. Champ magnétique (9800 Hz, $\varnothing = 40$ mm).

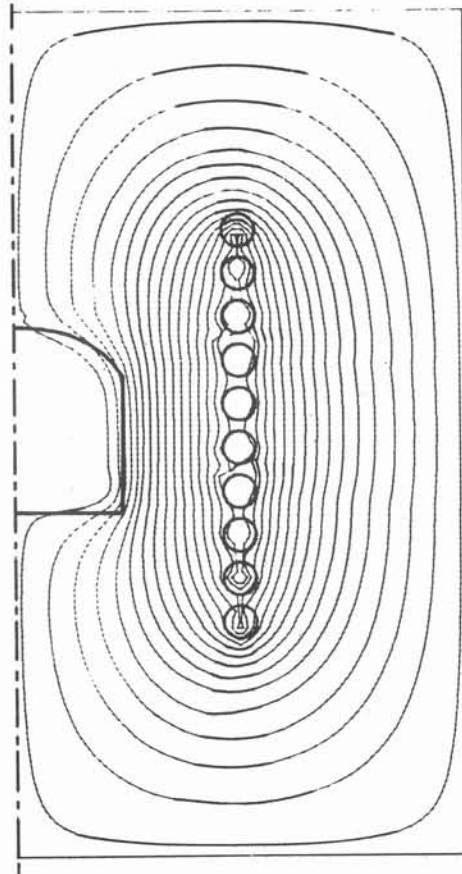


Figure IV - 4. Champ magnétique (9800 Hz, $\varnothing = 55$ mm).

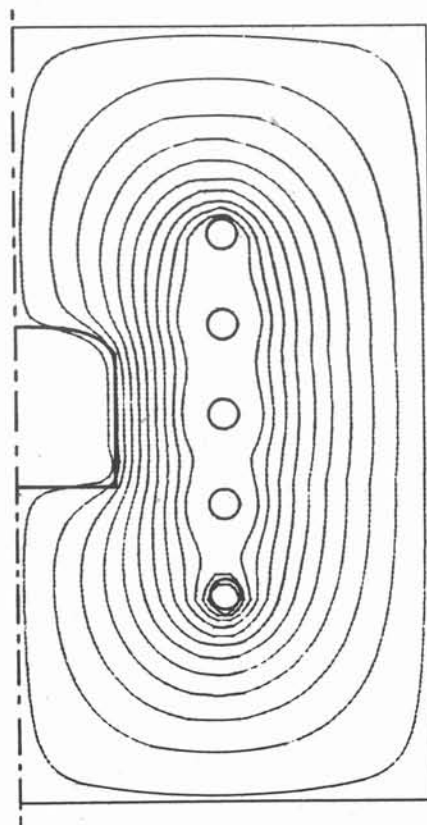


Figure IV - 5. Champ magnétique (20800 Hz, $\varnothing = 55$ mm).

IV - 1.3. Résolution des équations de NAVIER-STOKES

Les équations de NAVIER-STOKES (chapitre II) sont résolues par un schéma aux différences finies tenant compte du caractère curviligne du maillage précédemment décrit. Les outils mathématiques dont nous disposons ne nous permettant pas de représenter son caractère turbulent, c'est une solution laminaire du mouvement qui est recherchée.

Le champ de vitesse est obtenu par la résolution en ψ et Ω des deux équations couplées (5) :

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial z} \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \Omega = 0 \quad (\text{IV-6})$$

$$\frac{\partial}{\partial r} \left(-\frac{\Omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Omega}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) =$$

$$\frac{1}{\text{Re}} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\Omega}{r} \right) \right| + \frac{\partial}{\partial z} \left| \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial z} \left(r^2 \frac{\Omega}{r} \right) \right| \right\} \quad (\text{IV-7})$$

où ψ et Ω sont les fonctions déterminées par les équations

$$ru = -\frac{\partial \psi}{\partial z} \quad r w = -\frac{\partial \psi}{\partial r}$$

$$\Omega = -\frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z} \right) - \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right)$$

où u et w sont les coordonnées du vecteur vitesse dans le plan (r,z) .

Les lignes de courant de l'écoulement dans le creuset sont donc obtenues pour $\psi = \text{constante}$.

Les conditions limites que l'on doit associer aux équations précédentes sont les suivantes :

- sur l'axe de symétrie

. d'une part : u vitesse suivant un rayon est nulle

w vitesse suivant la hauteur passe par un extrémum,

d'où $\psi = 0$.

. d'autre part, l'axe de symétrie est une ligne de courant, d'où $\psi = 0$.

- à la surface libre

. d'une part, il n'y a pas de contrainte tangentielle, d'où $\psi = 0$.

. d'autre part, la surface libre est une ligne de courant, d'où $\psi = 0$.

- aux parois du creuset

. d'une part, la vitesse de glissement du fluide sur le creuset est nulle, soit $\frac{d\psi}{dn} = 0$; la valeur Ω_0 de Ω est déterminée par une approximation de type "couche limite" sur les contraintes de cisaillement (6).

. d'autre part, les parois sont une ligne de courant, d'où $\psi = 0$.

Les conditions limites choisies sont réunies sur la figure IV-6.

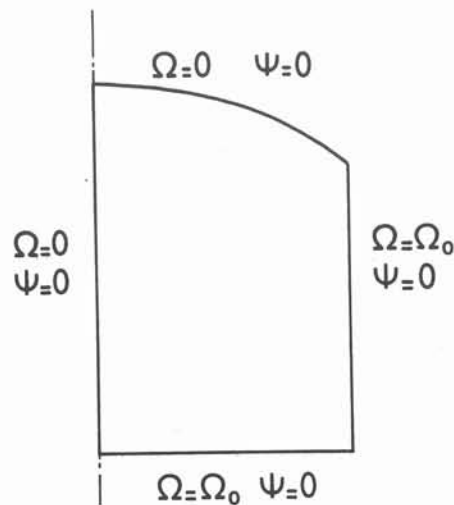


Figure IV-6. Conditions limites choisies pour la résolution de l'équation de NAVIER-STOKES.

Les figures IV (7, 8, 9, 10) représentent les mouvements du bain d'acier lors des essais avec traceurs. L'absence d'information sur le comportement du fer liquide en ce qui concerne l'évolution de la turbulence nous a conduit à résoudre les équations de Navier-Stokes en utilisant pour viscosité, la viscosité moléculaire du fer liquide à 1600°C $\eta = 8 \cdot 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. (12)

Pour plus de précision concernant le calcul et les grandeurs physiques utilisées, on pourra se reporter à l'annexe présentée en fin du mémoire.

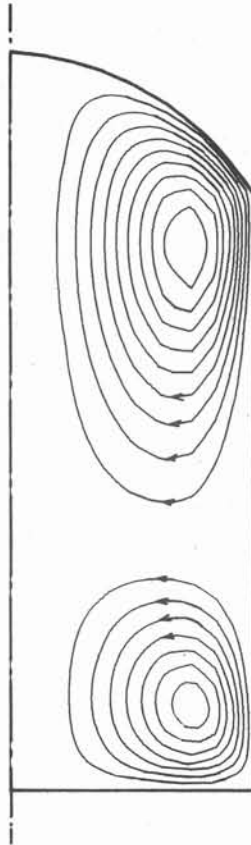


Figure IV-7. Lignes de courant (4700 Hz , $\varnothing = 40$ mm).

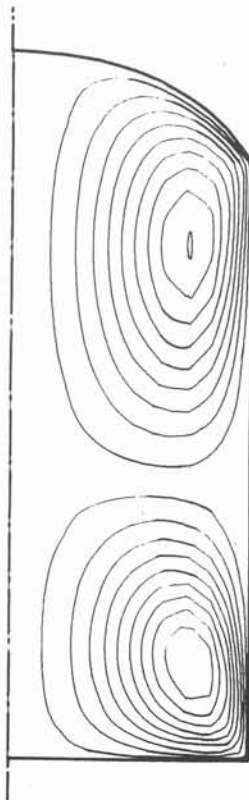


Figure IV-8. Lignes de courant (9800 Hz , $\varnothing = 40$ mm).

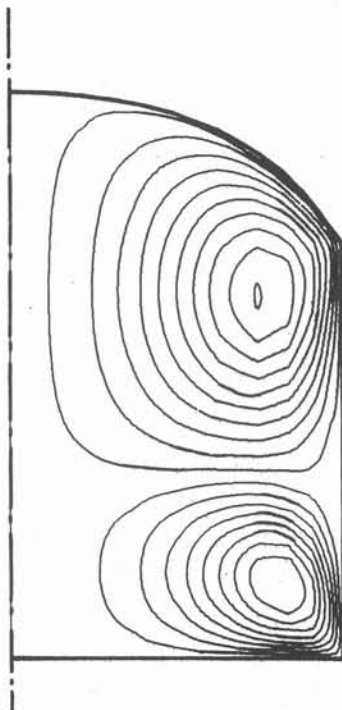


Figure IV-9. Lignes de courant (9800 Hz , $\varnothing = 55$ mm).

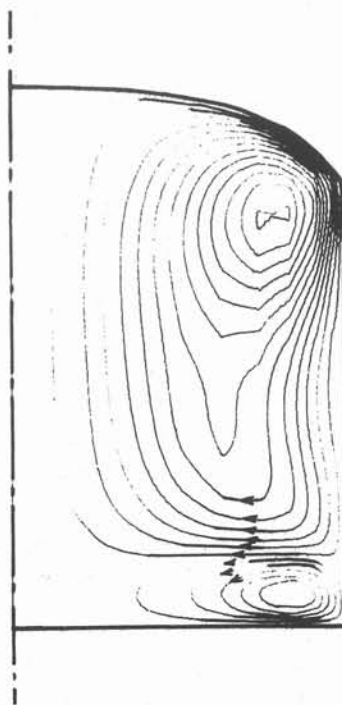


Figure IV-10. Lignes de courant (20800 Hz , $\varnothing = 55$ mm).

IV - 2. DETERMINATION EXPERIMENTALE DE LA CONFIGURATION DU MOUVEMENT

Dans la plupart des études publiées à ce jour, la détermination de la configuration d'ensemble de l'écoulement - nombre et taille des vortex - résulte de considérations théoriques.

Les seules mesures de vitesse permettant d'établir la validité de ces théories ont souvent été effectuées en surface du bain (29,38) ou suivant la direction verticale (39). GETSELEV (40) a donné des résultats suivant les deux dimensions d'un plan diamétral. Il en est de même en ce qui concerne la loi de variation de la vitesse moyenne de l'écoulement en fonction des courants inducteurs.

Nous avons essayé pour notre part de mettre au point une expérimentation permettant de mesurer ponctuellement l'intensité et le sens de la vitesse au coeur de la charge liquide.

L'essai idéal aurait consisté à réaliser ces mesures dans l'acier. Malheureusement sa température de fusion élevée empêche toute introduction de sonde de vitesse. Dans ce cas seules des observations en surface sont possibles. Pour ne pas détériorer les sondes, il est nécessaire d'utiliser des métaux à bas point de fusion.

IV - 2.1. Mesures à l'aide d'un obstacle immergé

A la suite de SZEKELY, CHANG et RYAN (38), nous avons pensé utiliser l'alliage de WOOD (50 % Bi, 25 % Pb ; 12,5 % Cd ; 12,5 % Sn), dont la température de fusion est de l'ordre de 74°C ; sa masse volumique est de 9,7 g.cm⁻³. La méthode envisagée consiste à déterminer l'effort exercé par le métal en mouvement sur un obstacle immergé. Cet effort est égal à la traînée, Rx, de l'obstacle dans le liquide. Rx dépend du maître couple A et du coefficient de traînée Cx par la relation :

$$\frac{C_x}{2} = \frac{R_x}{\rho U^2 A} \quad (IV-8)$$

où ρ est la masse volumique du fluide
U est sa vitesse.

La nécessité de maintenir la température du bain relativement basse, impose un faible courant inducteur, et par là de petites vitesses d'écoulement. Nous avons adopté comme obstacle un disque circulaire de 17 mm de diamètre. Les raisons qui ont guidé ce choix sont

- en ce qui concerne la forme, le coefficient de traînée élevé d'un tel objet lorsque l'écoulement est parallèle à son axe,
- pour les dimensions, la limite de sensibilité du système de mesure dont

nous disposons. Celui-ci est constitué par un dynamomètre dont on enregistre les déplacements grâce à un capteur électrique.

Ce système de mesure limite le champ d'investigation à la seule direction verticale car il est nécessaire de s'affranchir de tout problème de frottement entre le support de l'obstacle et le dynamomètre (figure IV-11).

D'autre part, la taille relativement importante de l'obstacle par rapport au volume du bain (diamètre 157 mm, hauteur 130 mm), entraîne des mesures peu précises. Ceci résulte essentiellement de la perturbation du mouvement causée par la sonde elle-même.

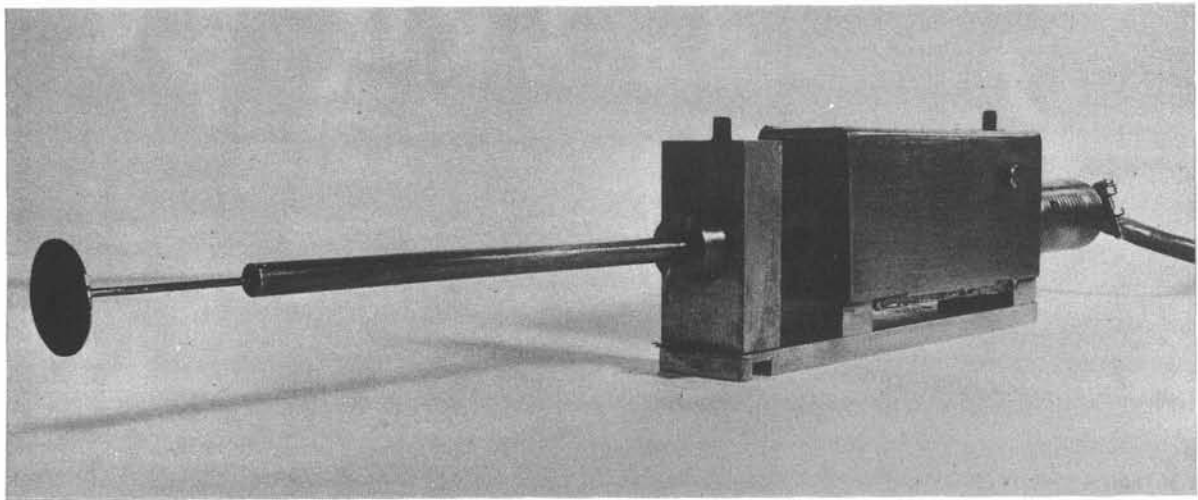


Figure IV-11. Obstacle immergé et capteur de déplacement.

Rapidement le dispositif utilisé s'est montré inadapté à la mesure précise de la vitesse de l'écoulement. Tout au plus a-t-il permis d'effectuer des enregistrements mettant en évidence, comme le montre la figure IV-12

- l'existence d'une vitesse moyenne,
- le caractère turbulent du mouvement.

Ces constatations nous ont conduits à envisager un autre type de mesures, plus riche en informations : l'anémométrie à film chaud.

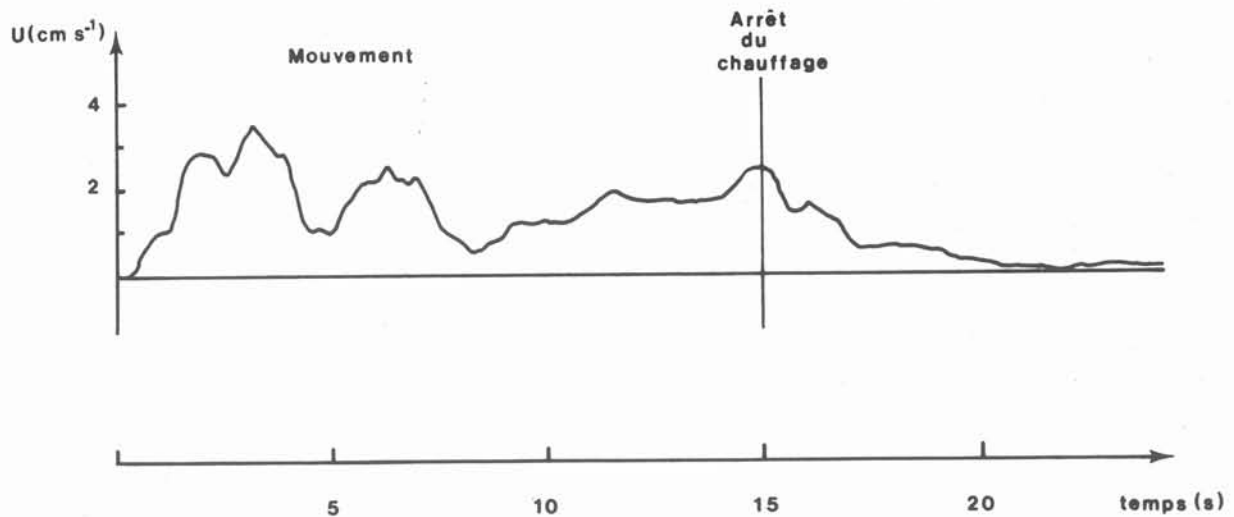
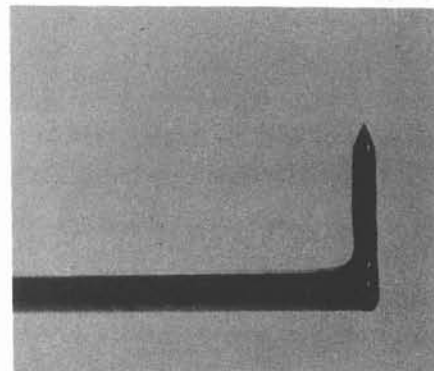
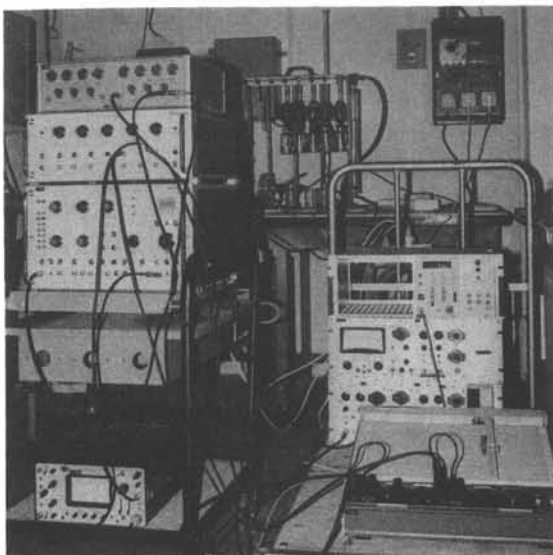


Figure IV-12. Enregistrement du mouvement avec l'obstacle immergé.

IV - 2.2. Mesure à l'aide d'une sonde à film chaud

L'anémométrie à film chaud est une technique qui consiste à mesurer la tension appliquée à une résistance plongée dans un fluide, pour la maintenir à une température constante, plus élevée que celle du fluide. Si ce dernier est en mouvement, les échanges thermiques avec la résistance sont d'autant plus importants que la vitesse de l'écoulement est plus grande, la tension appliquée augmentant en conséquence.



Sonde de mesure

Figure IV-13. Dispositif expérimental d'anémométrie à film chaud.

Le dispositif expérimental (figure IV-13) est constitué des éléments suivants :

- Une sonde de mesure : Les sondes utilisées sont des sondes coniques "thermosystem". Leur élément sensible est une résistance de platine déposée sur la partie conique du corps de sonde. Pour le travail en milieu conducteur, l'ensemble de la sonde est recouvert d'un film de quartz très fin, altérant peu les échanges thermiques.

La température de l'élément sensible est repérée par sa résistance interne R . La surchauffe imposée est exprimée en valeur de résistance.

- Un anémomètre : Cet appareil fonctionne suivant le principe du pont de wheatstone dont une des branches est la sonde elle-même. L'anémomètre utilisé est un "thermosystem" modèle 1050. Il a une réponse en fréquence élevée : 500 KHz. Cependant, l'inertie thermique des sondes limite la bande passante à des fréquences de l'ordre du KHz. Cela permet encore de suivre largement les fluctuations turbulentes de vitesses dans le fluide.

L'anémomètre "thermosystem 1050" est surtout adapté aux surchauffes élevées. Dans le cas des métaux liquides, et en particulier du mercure, la grande conductivité thermique impose de faibles surchauffes. La finesse du réglage du point de consigne de la résistance de l'élément chauffant : $10^{-2} \Omega$ n'est, alors, pas assez grande pour assurer une bonne précision des mesures.

Cet inconvénient peut être éliminé si l'on dispose d'un bain thermostaté.

- Un filtre passe-bas : Il sert à éliminer les signaux parasites provenant de l'environnement du creuset. Nous avons dû restreindre la bande passante aux fréquences inférieures à 30 Hz.

- Un voltmètre intégrateur : Il mesure la valeur moyenne E_m de la tension appliquée à la sonde par l'anémomètre, ainsi que la valeur quadratique moyenne E_q des fluctuations de cette tension.

Ces deux informations permettent de déterminer, respectivement, grâce à une courbe d'étalonnage spécifique de chaque sonde, la vitesse moyenne de l'écoulement U , ainsi que les fluctuations de vitesse ΔU .

E_0 étant la tension délivrée par l'anémomètre à vitesse nulle, il est préférable, dans le mercure, de porter $(E_m - E_0)$ en ordonnée de la courbe plutôt que E_m (ALEMANY (40), ROSANT (41)).

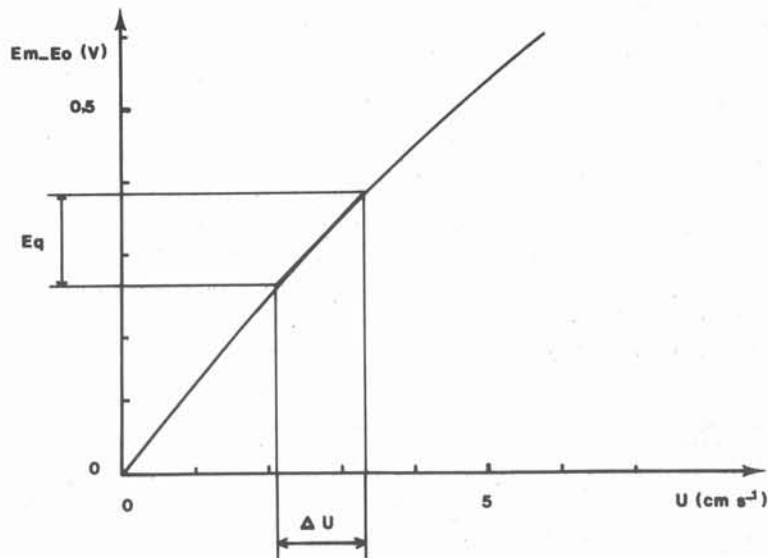


Figure IV-14. Exemple de courbe d'étalonnage de sonde à film chaud.

- Un autocorrélateur : Cet instrument permet de tracer les courbes d'auto-corrélation, en tout point de mesure, c'est-à-dire :

$$\frac{\Delta U(t) \cdot \Delta U(t + \tau)}{\Delta U}$$
 en fonction de τU , où U et ΔU ont les mêmes significations que précédemment.

Pour $\tau = 0$, l'autocorrélation est maximale et égale à 1. Pour τ très grand, il n'y a plus de corrélation possible entre $\Delta U(t)$ et $\Delta U(t + \tau)$; la valeur de la fonction d'autocorrélation tend vers zéro.

La courbe est tracée, pour les caractéristiques de l'appareil utilisé, de fabrication SCHLUMBERGER, jusqu'à $\tau U = 256 \theta U$. 256 est le nombre de points de mesures et $\theta = 10$ ms l'intervalle de temps entre chacun d'eux. Ceci permet de déterminer l'échelle des abscisses.

Dans un mouvement turbulent considéré comme un mouvement d'agitation formé de bouffées de liquide (43), de dimensions variables, s'entremêlant au hasard, et se mélangeant les unes aux autres à leur frontière, l'aire délimitée par la courbe d'autocorrélation et les axes donne la dimension moyenne des bouffées : L , aussi appelée échelle intégrale.

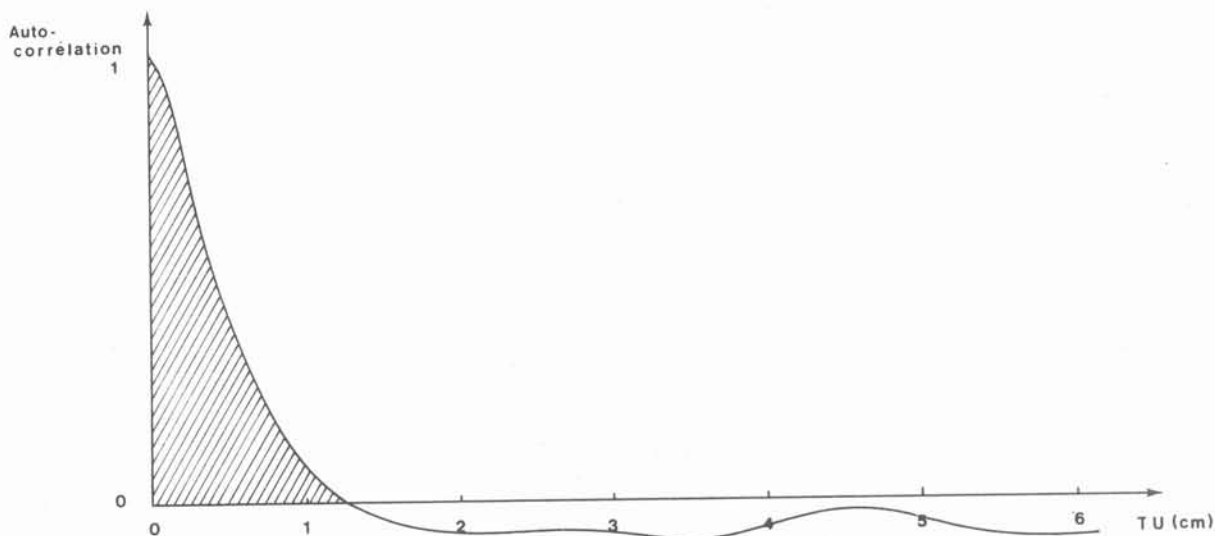


Figure IV-15. Courbe d'autocorrélation et détermination de l'échelle intégrale.

IV - 2.3. Etude de la configuration du mouvement

Les paramètres du mouvement aisément accessibles sont le nombre et la dimension des vortex, ainsi que le sens de l'écoulement : il n'est pas nécessaire pour leur détermination de procéder à un étalonnage précis de la sonde.

Dans la gamme des champs magnétiques utilisés, les vitesses de fluides sont trop faibles pour conduire à des résultats réellement précis. Ces essais constituent néanmoins la première détermination quantitative de l'écoulement dans les fours à creuset.

Les tentatives de mesure sur l'alliage de WOOD furent écourtées à la suite d'un défaut de longévité des sondes (10 heures environ). Il y avait vraisemblablement fissuration de la couche de quartz protecteur. Nous avons alors décidé d'utiliser un bain de mercure.

- Réalisation des essais

L'inducteur utilisé est celui d'un four BALZERS de coulée sous vide. Il est alimenté en courant moyenne fréquence de 2000 Hz. La figure IV-16 schématise la forme de l'inducteur, le positionnement de la charge ainsi que la configuration du champ magnétique.

Le creuset est constitué d'une tôle d'acier inoxydable d'épaisseur $1,5 \cdot 10^{-3}$ m. Compte tenu de la très grande profondeur de pénétration des courants dans l'acier : $7,8 \cdot 10^{-2}$ m à la température de l'essai, l'influence du creuset sur l'écoulement est peu importante.

Pour éviter un trop grand échauffement du bain, il a été fait appel à un refroidissement extérieur à l'aide d'un serpentin parcouru par de l'eau.

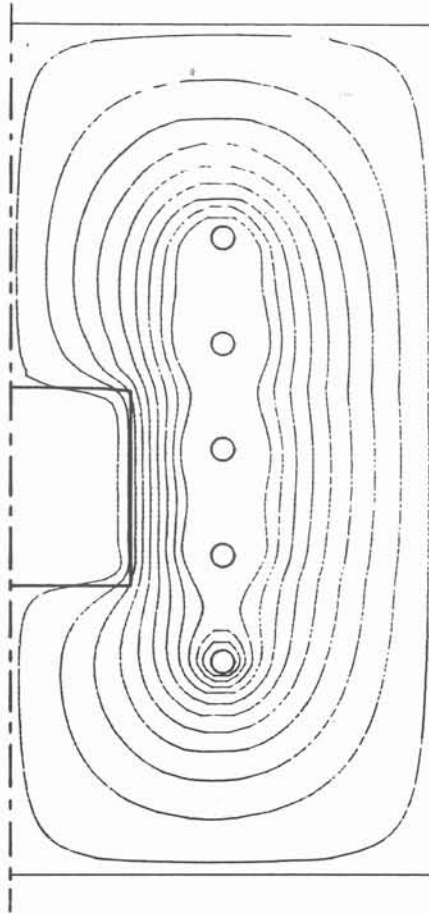


Figure IV-16. Configuration géométrique pour les mesures de vitesse.



Figure IV-17. Creuset utilisé pour les mesures de vitesse.

La température en cours d'essai résulte de l'équilibre entre l'effet joule développé dans le creuset et l'évacuation des calories par le serpentín. Cette dernière quantité de chaleur est difficilement contrôlable et sujette à des fluctuations dans le temps. Il s'ensuit des variations de température du bain de l'ordre de 1,5°C, mais sans que l'on puisse constater de gradient permanent.

L'écart de température ΔT , qui provoquerait par convection libre en mouvement du même ordre d'importance que celui obtenu par brassage électromagnétique, est déterminé en égalant les termes forces responsables de chaque mouvement (FAUTRELLE (44)).

Dans le cas le plus favorable, ceci conduit à

$$g \rho \alpha \Delta T L = g \rho \frac{B_0^2}{2\mu} \quad (IV-9)$$

Appliqué au mercure (coefficient d'expansion thermique $\alpha = 182 \cdot 10^6$) et à nos conditions opératoires ($L = 0,1 \text{ m}$, $B_0 = 2 \cdot 10^{-2} \text{ T}$), l'expression (IV-9) donne $\Delta T \approx 25^\circ\text{C}$. Cette valeur est importante, mais son établissement n'exclut pas totalement que le mouvement étudié subisse l'influence de la convection naturelle.

- Difficultés de la mesure

L'incertitude des mesures a deux origines principales. La première est la difficulté d'ajuster le point de consigne de la résistance de la sonde, à cause des fluctuations possibles de la température en cours d'essai et de la précision de l'anémomètre utilisé.

Dans la partie de la courbe d'étalonnage qui nous intéresse, pour une surchauffe de 10 %, une fluctuation de $10^{-2} \Omega$ sur la résistance de l'élément sensible entraîne une erreur de vitesse de l'ordre de $0,35 \text{ cm.s}^{-1}$.

La deuxième cause d'incertitudes est l'ignorance de l'angle d'attaque de la sonde par le fluide. L'erreur ainsi commise, de toute façon peu importante, n'est pas précisément chiffrable.

Enfin, la méthode de la sonde à film chaud est mal adaptée à la détermination du sens de la vitesse dans les écoulements en espace clos. Aussi, avons-nous, pour interpréter les valeurs expérimentales obtenues, tenu compte des observations suivantes :

- Parmi les mesures, seules sont significatives celles correspondant à une attaque "de face" de l'élément sensible. Nous avons admis que l'attaque "de dos" se caractérise généralement par des valeurs de vitesse moyenne et de turbulence plus élevées que lors d'un écoulement non perturbé, ainsi que par une plus grande dispersion des résultats.

- Les zones à forte turbulence sont généralement des zones à gradients de vitesses importants, ce qui nous a permis de localiser les limites de vortex.

- Présentation des résultats

La carte de l'écoulement, dressée suivant les critères que nous venons de définir, est en bon accord avec la continuité du mouvement et est compatible avec le sens des forces développées dans la charge. Les figures IV (18, 19, 20, 21, 22) représentent les distributions de la vitesse et de ses fluctuations, normalisées à leur valeur maximale soit, respectivement, $3,2 \text{ cm.s}^{-1}$ et $0,65 \text{ cm.s}^{-1}$. L'intensité de courant d'excitation est 1300 A.

On notera, au sujet de la direction verticale, que les seules mesures effectuées sont relatives à un écoulement dirigé de bas en haut du creuset. Cela provient de l'impossibilité matérielle qu'il y a à orienter les sondes dans l'autre sens.

- Discussion des résultats

On constate deux types de différences entre l'écoulement calculé en prenant comme viscosité, la viscosité moléculaire, et l'écoulement mesuré :

- d'une part, les configurations du mouvement sont nettement différentes ; on observe quatre vortex de dimensions semblables dans le cas du calcul, alors que l'exploration expérimentale dans le creuset n'en révèle que deux ;

- d'autre part, d'après les résultats numériques, les ordres de grandeur des vitesses sont en moyenne plus élevés que ceux réellement observés. Il existe environ un rapport deux entre ces valeurs.

Ces différences peuvent être dues au caractère fortement turbulent du mouvement dont on ne tient pas compte dans la résolution des équations de Navier-Stokes. En effet, si pour tenter de prendre en compte la turbulence de la manière la plus schématique possible, on introduit dans le calcul une viscosité fictive, $\nu_t = L \Delta U$ (36), de valeur supérieure à la viscosité moléculaire, on constate une atténuation des divergences entre les résultats numériques et expérimentaux.

Tableau IV-1.

Echelle intégrale du mouvement en différents points du creuset.

Position	r (mm)	0	0	0	115	78	78	78	78
	h (mm)	95	95	125	26	26	112	60	5
Echelle intégrale (mm)		9,1	4,1	4,1	2,3	5,1	3,4	5,9	3,0

Le tableau IV-1 donne les valeurs mesurées de l'échelle intégrale L du mouvement en différents points du creuset. Pour ceux-ci, extérieurs à la zone de peau, on ne constate pas de variations significatives d'ordre de grandeur de L, dont la valeur est d'environ 10^{-2} m .

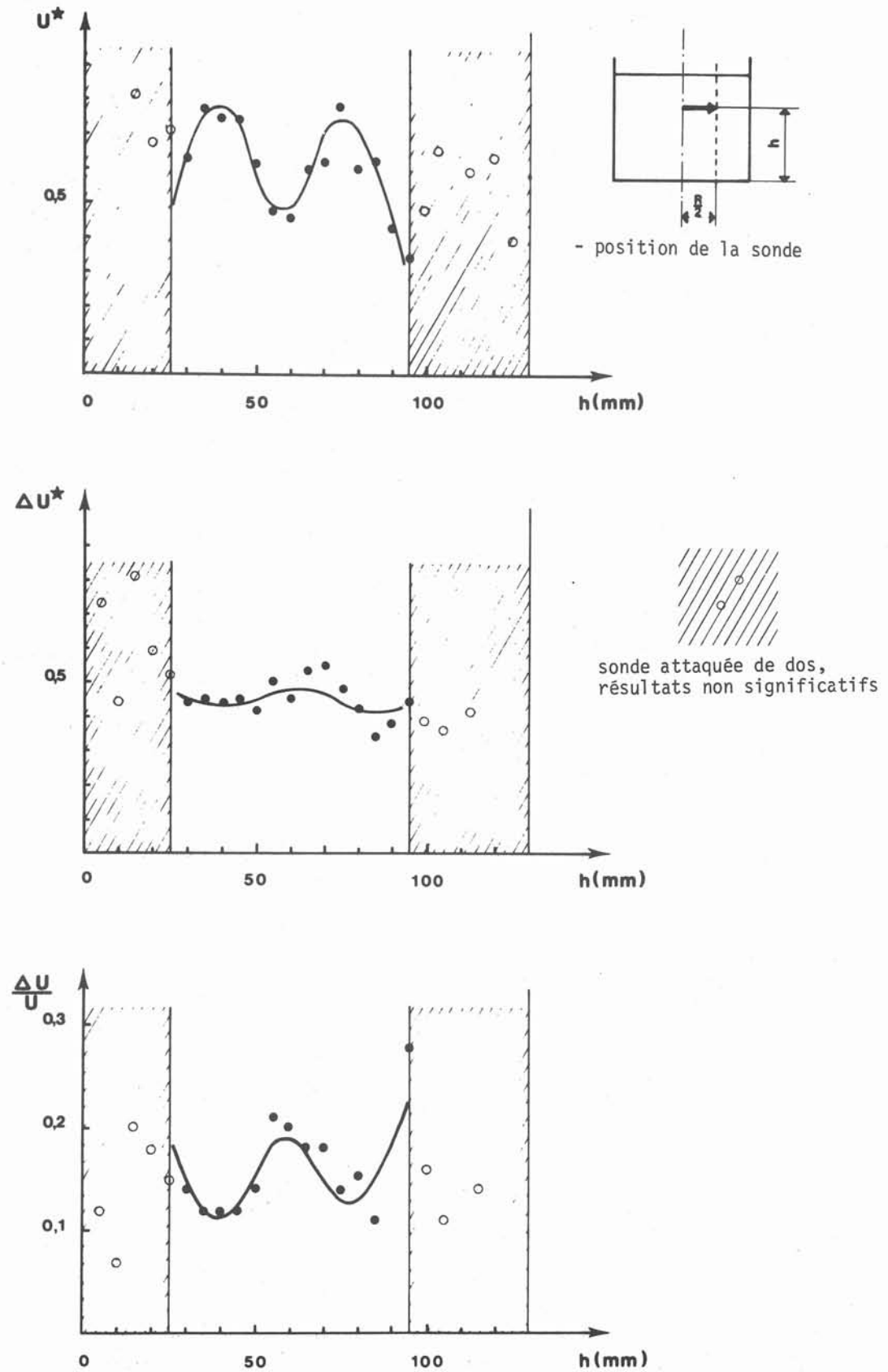


Figure IV-18. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée, ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée, et $\frac{\Delta U}{U}$.
Exploration verticale à mi-rayon.

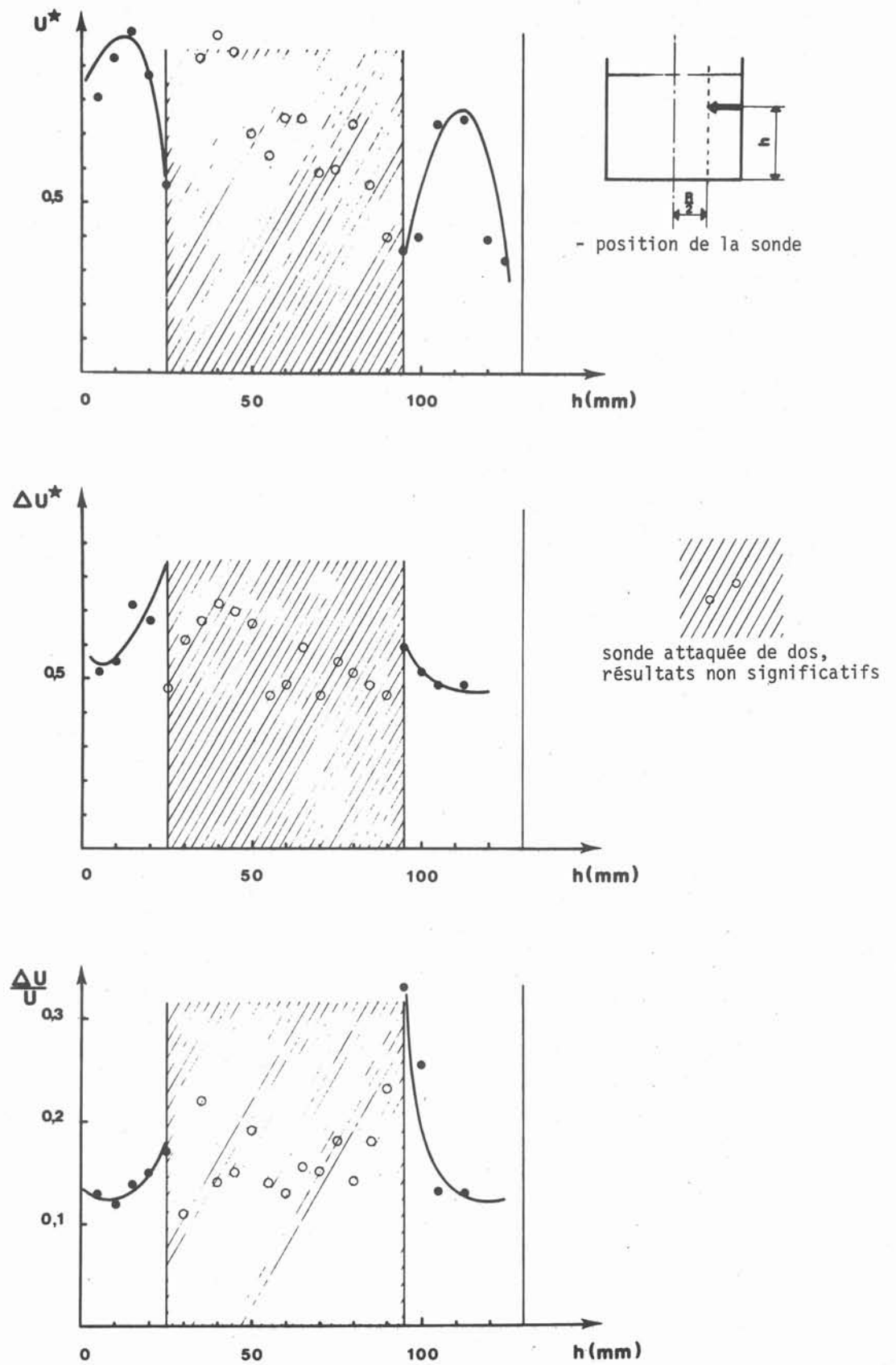


Figure IV-19. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée,
 ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée et $\frac{\Delta U}{U}$.
 Exploration verticale à mi-rayon.

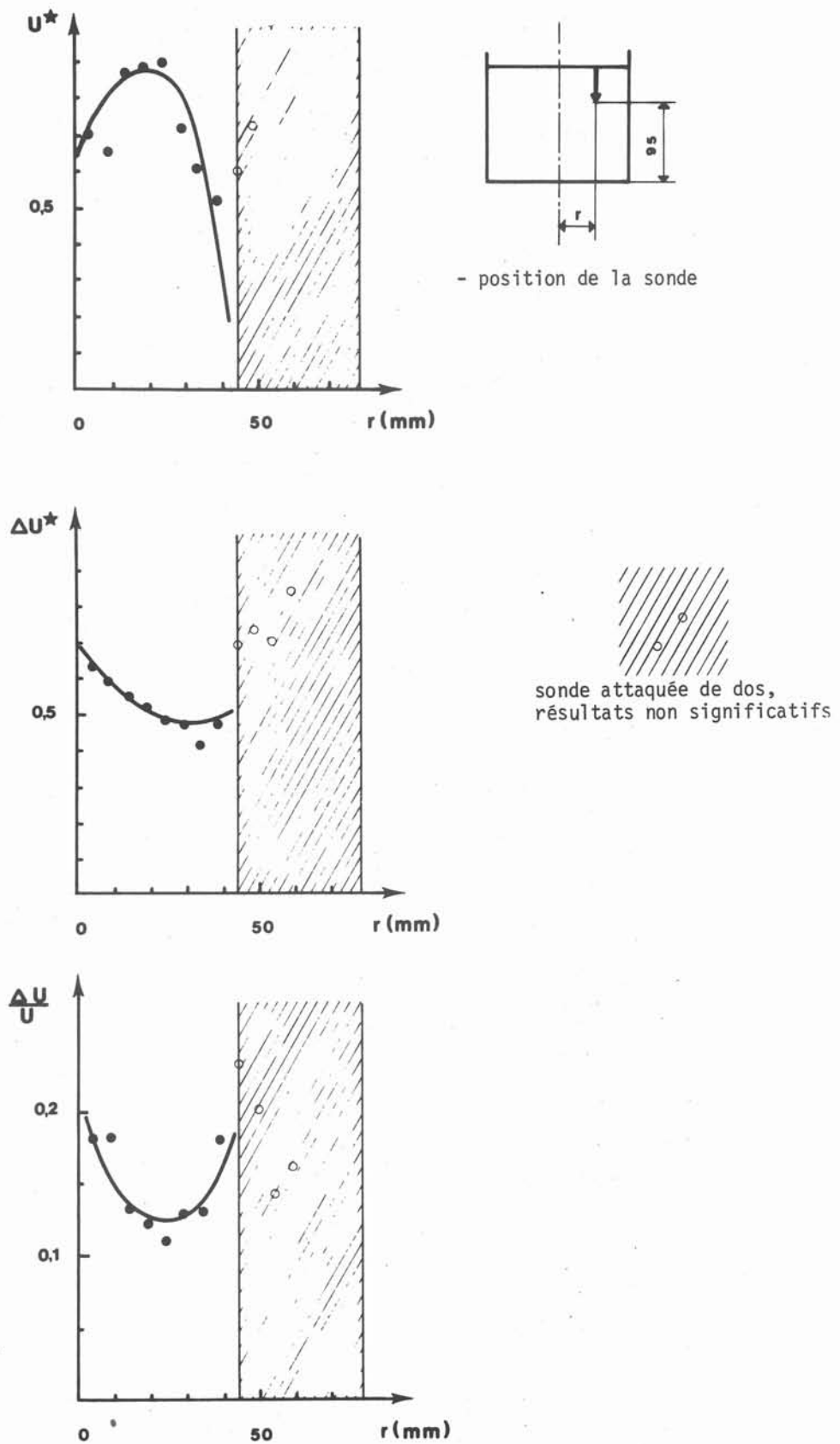


Figure IV-20. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée, ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée et $\frac{\Delta U}{U}$. Exploration radiale, sonde verticale.

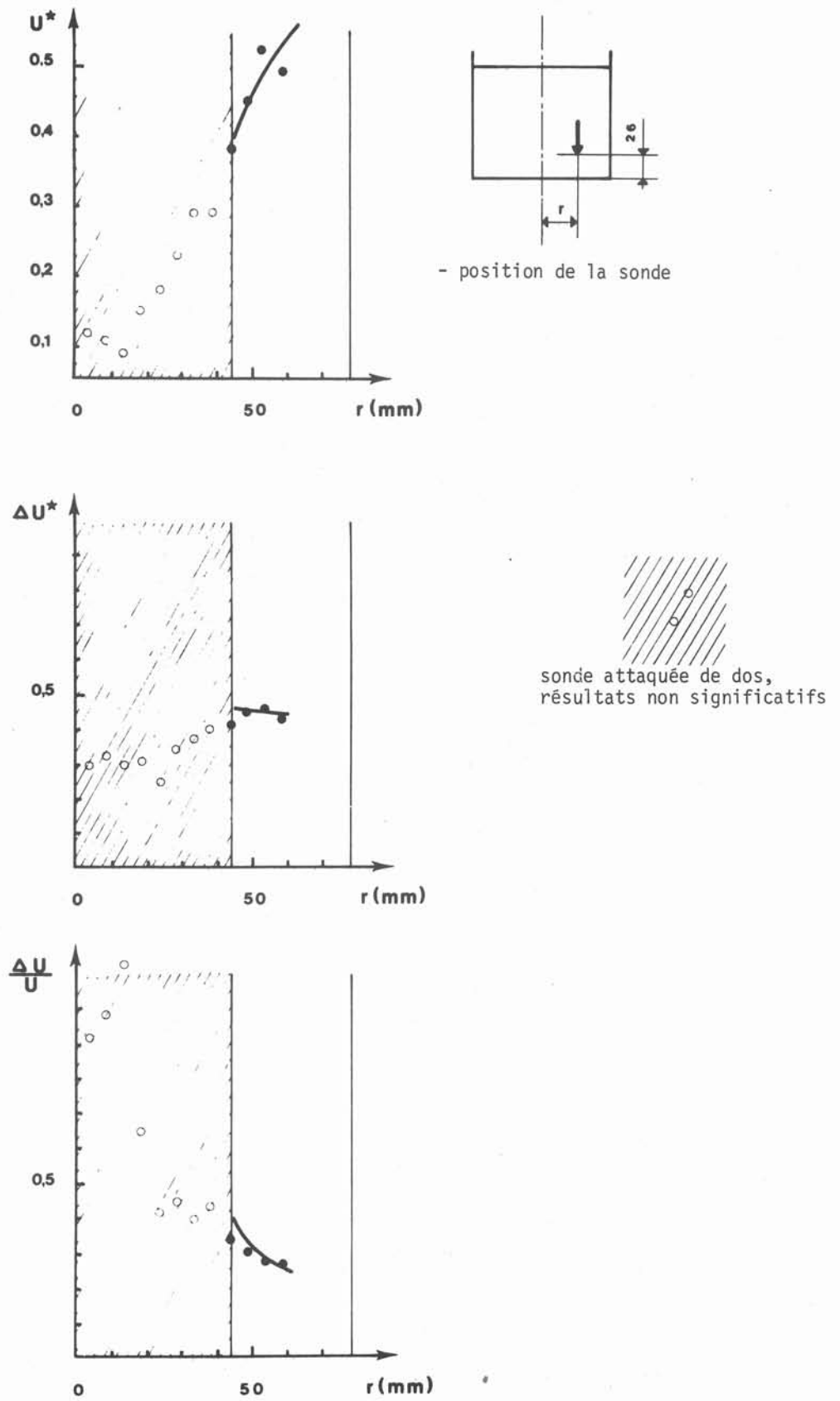


Figure IV-21. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée,
 ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée et $\frac{\Delta U}{U}$.
 Exploration radiale, sonde verticale.

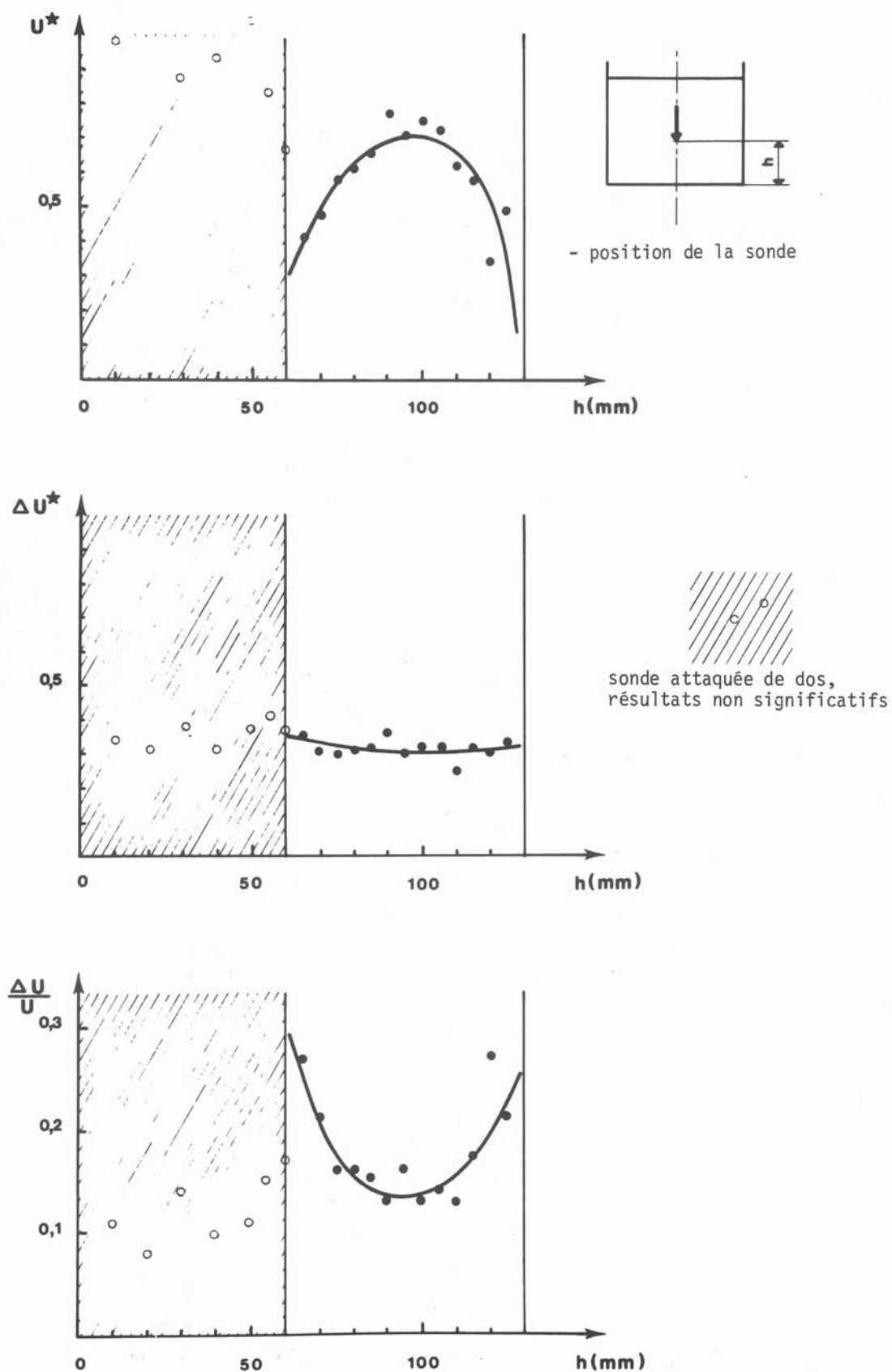


Figure IV-22. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée,
 ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée et $\frac{\Delta U}{U}$.
 Exploration axiale, sonde verticale.

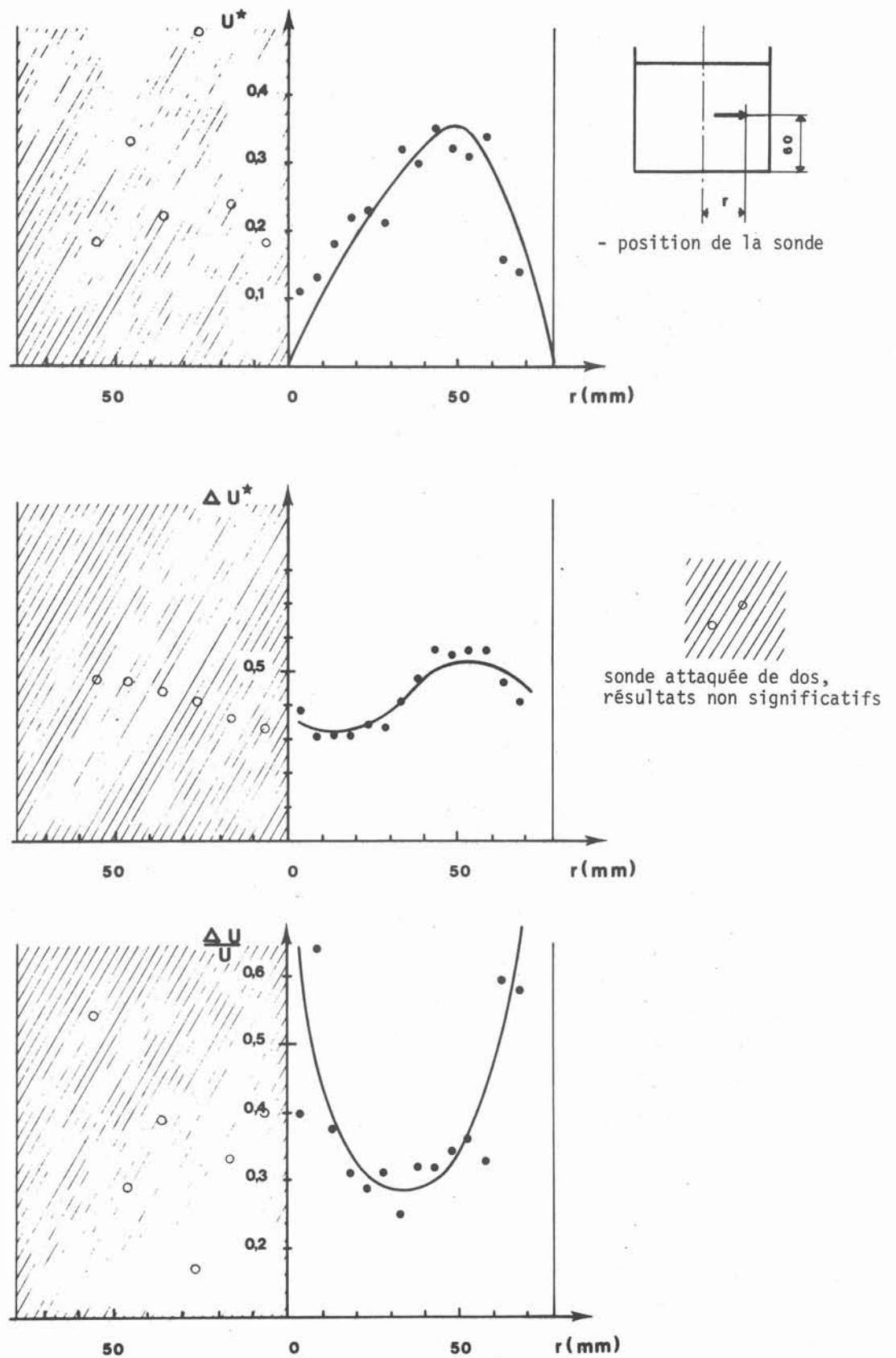


Figure IV-23. Courbes donnant U^* la vitesse normalisée,
 ΔU^* la fluctuation de vitesse normalisée et $\frac{\Delta U}{U}$.
 Exploration radiale, sonde horizontale.

En prenant $\Delta U \approx 0,3 \cdot 10^{-2} \text{ m.s}^{-1}$ nous avons $v_t \approx 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$.

Cette valeur de la viscosité, introduite dans le calcul conduit à l'écoulement représenté sur la figure IV-24.

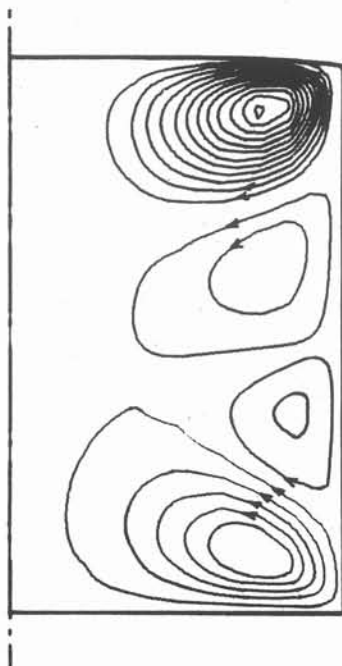


Figure IV-24. Ecoulement calculé dans le mercure avec $v_t = 0,3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. ($R_e = 450$)

La forme de l'écoulement est sensiblement différente de celle calculée avec la viscosité moléculaire. Les deux vortex ont diminué de taille, mais tels qu'ils apparaissent, ils auraient dû être décelés par l'étude expérimentale. Aussi, bien que les vitesses, calculées ou mesurées, soient du même ordre de grandeur, est-il nécessaire de modifier les données du calcul afin de rendre semblables les configurations trouvées.

En changeant la valeur de la viscosité de façon à avoir un nombre de Reynolds $R_e = 44$ au lieu de 450 précédemment, le calcul conduit à l'écoulement représenté par la figure IV-25.

La comparaison de la carte du mouvement avec les profils expérimentaux, montre ainsi une similitude satisfaisante. C'est en particulier le cas de l'exploration à mi-rayon qui donne des vortex de tailles semblables dans les deux détermination. Il y a en outre une bonne concordance entre les points d'inversion du sens de l'écoulement. Il en est de même quand l'exploration se fait à hauteur constante dans des plans proches des centres des vortex principaux.

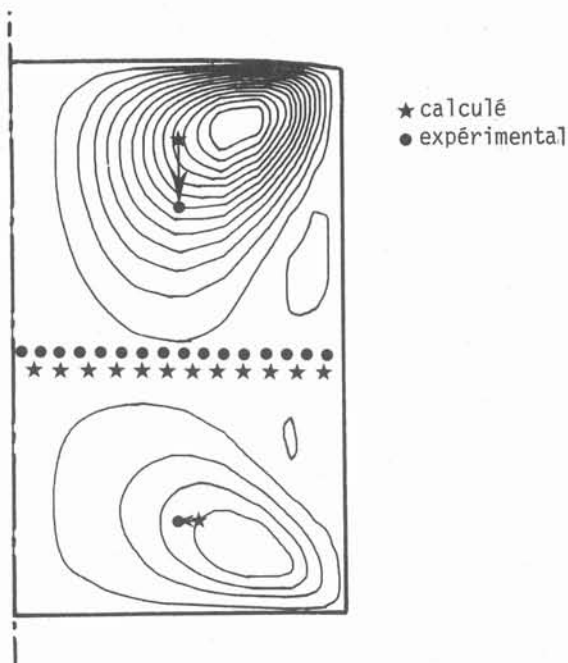


Figure IV-25. Ecoulement calculé dans le mercure avec $v_t = 0,3 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-1}$. ($R_e = 45$)

Le manque de finesse des mesures peut être la cause de l'absence des vortex secondaires dans la détermination expérimentale : ils se trouvent proches de la paroi, dans une zone où la sonde de vitesse, par sa présence, peut modifier l'écoulement.

Le fait que la vitesse maximale observée dans le vortex supérieur soit légèrement plus faible que dans le vortex inférieur, est en contradiction avec le calcul. Ceci peut provenir du phénomène de convection naturelle, dont nous avons négligé l'importance dans le calcul. La chaleur apparue par effet Joule dans la profondeur de pénétration concourt à y accélérer les mouvements ascendants. Il en résulte ainsi une augmentation de vitesse dans le vortex inférieur, conformément aux résultats expérimentaux.

IV - 3.3. Influence de l'intensité du courant inducteur sur le mouvement

Le dispositif expérimental utilisé pour déterminer la configuration du mouvement nous permettant de travailler à puissance variable, nous avons recherché l'influence du courant inducteur, sur la vitesse (U) et sur les fluctuations de vitesse (ΔU). Il faut remarquer que, compte tenu des conditions d'utilisation des sondes, les valeurs absolues des vitesses mesurées ne peuvent être considérées que comme de "bons ordres de grandeurs".

La figure IV-26 indique les variations mesurées de la vitesse maximale (U) dans le creuset en fonction de l'intensité (I) du courant. La droite d'interpolation, obtenue par la méthode des moindres carrés, a une pente égale à 1,25.

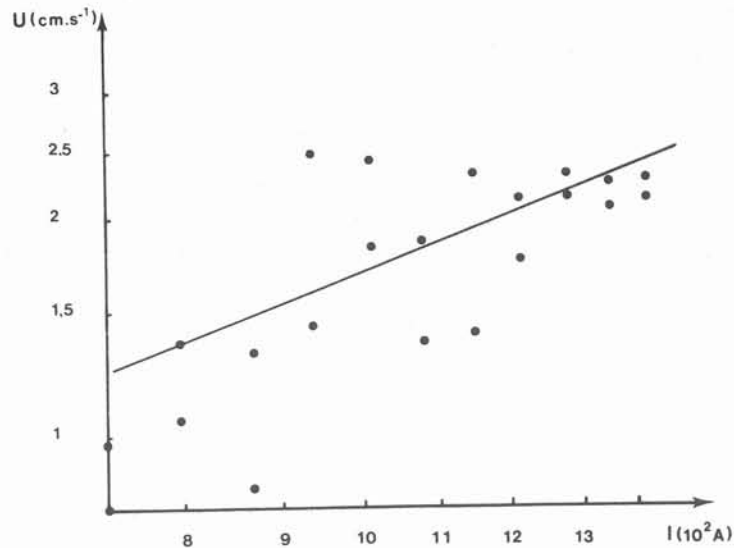


Figure IV-26. Variation de la vitesse moyenne en fonction de l'intensité du courant.

Rappelons que l'intensité du courant peut être caractérisée par le nombre de Reynolds $Re = U_0 \frac{R}{\nu}$, où U_0 est calculée par $U_0 = \frac{B_0}{\sqrt{\mu\rho}}$, tandis que la fréquence du courant peut l'être, quant à elle, par $R_\omega = \mu\sigma\omega R^2$.

Les valeurs expérimentales rencontrées sont $Re \approx 10^5$ et $R_\omega \approx 10^2$. Pour ces valeurs, telles que $\frac{Re}{R_\omega} > 1$, FAUTRELLE, dans une étude analytique du mouvement (44), prévoit une loi de variation de U en fonction de I , de la forme $U = kI^{1,20}$. Nos résultats sont donc en bon accord avec cette théorie, puisqu'ils conduisent à un exposant voisin de 1,25.

Les fluctuations de vitesse (ΔU) en fonction de l'intensité (I) du courant suivent une loi de la forme $I^{0,56}$ (figure IV-27). Il apparaît donc que le caractère turbulent du mouvement, estimé par le rapport $\frac{\Delta U}{U}$ diminue d'autant plus que la puissance délivrée par l'inducteur augmente. On ne trouve malheureusement pas, pour la confronter à nos résultats, d'étude théorique concernant ce phénomène.

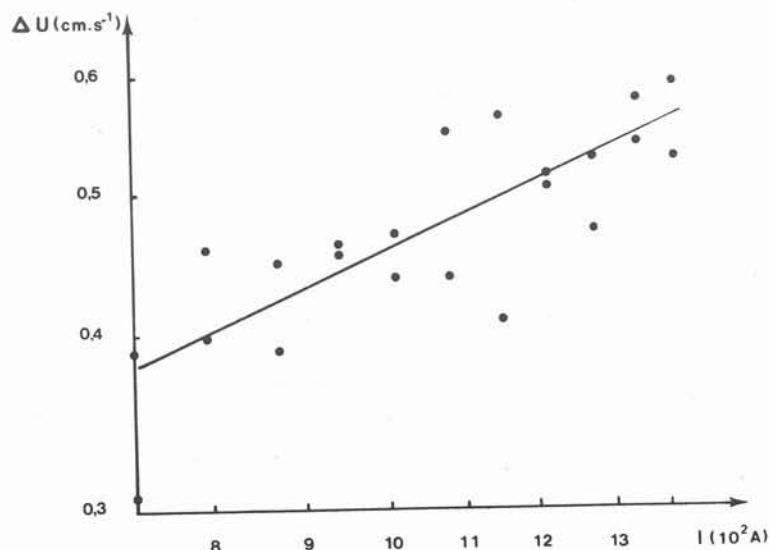


Figure IV-27. Variation de la fluctuation turbulente de vitesse en fonction de l'intensité du courant.

IV - 3.4. Conclusion

Les mesures que nous venons de présenter ne constituent qu'une ébauche d'une expérimentation plus fine, qu'il serait souhaitable de réaliser. Dans le but de diminuer le nombre de sources d'erreurs possibles, il faudrait, d'une part, pouvoir travailler en creuset thermostaté, d'autre part, afin d'obtenir des effets plus facilement mesurables, accroître l'intensité du courant de chauffage.

L'élargissement du champ d'investigations peut être envisagé grâce à l'utilisation de courants de fréquences variables. On pourrait alors, notamment, énoncer les lois régissant l'évolution de la turbulence de l'écoulement : échelle intégrale, spectre, en fonction des paramètres caractéristiques du chauffage.

Lorsque l'on connaîtra le comportement turbulent du mouvement, les phénomènes de tension superficielle, de convection naturelle, la réalité pourra être simulée encore mieux. Il sera donc possible d'obtenir par le calcul à la fois les ordres de grandeurs des vitesses et la forme des écoulements.

On peut alors se poser la question de la validité des calculs relatifs au bain d'acier liquide puisque ceux-ci sont réalisés en prenant, pour viscosité, la viscosité moléculaire.

- Du point de vue forme de l'écoulement, nous n'avons dans chaque cas que deux vortex. C'est également la configuration limite que nous atteignons pour le mercure en adaptant la viscosité à une valeur turbulente. On peut donc penser qu'il y a similitude entre les formes calculées et réelles des courants.

- Du point de vue vitesse, par contre, il est douteux que les résultats numériques soient exacts. Etant faits dans l'hypothèse d'un écoulement laminaire, les calculs conduisent à des vitesses surestimées.

Comme nous nous servons des calculs pour déterminer l'importance des mouvements sur la localisation des inclusions séparées, la carte des vitesses concernant la fusion des bains d'acier peut être utilisée.

IV - 4. INTERPRETATION DES RESULTATS DE DECANTATION

Le rapprochement des résultats de séparation obtenus par autoradiographie, des cartes des écoulements, et des cinétiques de décantation correspondantes, conduit à deux genres d'interprétation. Le premier concerne les phénomènes déterminant la localisation des produits de désoxydation, le second intéresse le processus global d'élimination.

IV - 4.1. Configuration du mouvement et localisation des produits

L'observation des cartes des mouvements conduit au découpage des parois latérales des creusets en trois types de régions.

1) Le mouvement dans le bain, au voisinage des parois est dirigé vers celles-ci. C'est ce qui se passe aux extrémités de la charge, que ce soit en surface ou au fond.

2) L'écoulement se fait parallèlement aux parois, sur une profondeur relativement importante. Le positionnement de ces zones correspond sensiblement, suivant la hauteur, aux centres de rotation des vortex. Les vitesses sont, ici, généralement importantes.

3) Les lignes de courant ont tendance à être dirigées vers l'intérieur de la charge : ces régions correspondent au retour du métal au centre du creuset : elles ont souvent une grande étendue. Les vitesses y ont de faibles valeurs, en particulier à la jonction des vortex, où se trouve une zone "d'eaux mortes".

Un tel découpage de la surface latérale du creuset, en tranches superposées, permet d'interpréter les sites de dépôts des produits de la désoxydation.

En effet

- dans les zones du premier type, l'afflux de métal, chargé en inclusions, amène à la paroi une grande quantité de particules.

- là où l'écoulement se fait parallèlement à la paroi et à grande vitesse, il y a entraînement des particules en suspension dans le bain. C'est également le cas de celles qui auraient tendance à s'accrocher au réfractaire constituant le creuset.

- dans les zones "d'eaux mortes", l'effet électromagnétique peut, grâce aux forces de pression dirigées radialement, et vers l'extérieur de la charge, accumuler les inclusions.

La quantité de particules décantées en surface (celles qui sont localisées dans la calotte : chapitre III) peut se relier

- à la taille du vortex supérieur : plus celui-ci est étendu, plus grande est la quantité d'inclusions drainées en surface qui peuvent émerger ;

- à l'intensité et au domaine d'existence des forces électromagnétiques : plus ils sont importants, plus les particules sont susceptibles d'être bloquées aux parois du creuset avant qu'il n'y ait "accrochage" avec le réfractaire. Les produits de désoxydation qui suivent ce processus ne peuvent alors pas décanter en surface.

Les résultats de séparation avec traceurs donnent une proportion d'inclusions séparées en surface variant de 10,7 % pour $R_{\omega} = 13,5$ à 41,4 % pour $R_{\omega} = 113,8$. Les tailles relatives des vortex supérieurs étant sensiblement identiques, ces chiffres reflètent l'importance du domaine d'existence des forces électromagnétiques assurant la capture des inclusions par la paroi : le domaine diminue lorsqu'on passe de $R_{\omega} = 13,5$ à $R_{\omega} = 113,8$.

L'analyse que nous venons de faire montre qu'il est pratiquement impossible d'assurer, au cours d'une décantation, qu'une partie du creuset sera absolument exempte de particules. Cependant, on peut espérer rassembler, en majeure partie, ces particules en un endroit donné, par exemple : en surface, aux parois latérales, au fond de la charge.

Cela sera faisable en limitant le mouvement à un vortex principal. Suivant le résultat escompté, on aura intérêt à fixer la fréquence de façon à ce que les forces électromagnétiques soient maximales ou minimales.

IV - 4.2. Formes des écoulements et cinétique d'élimination

Dans le cas $R_{\omega} = 13,5$ et $R_{\omega} = 28,6$, les formes des écoulements obtenus par calcul sont pratiquement identiques. Les temps de demi-élimination qui correspondent, respectivement 44 et 27 s, sont nettement différents. La cinétique de la décantation n'est donc pas fonction de la configuration de l'écoulement, mais plus vraisemblablement, ainsi que nous l'avons déjà signalé, de l'énergie cinétique du mouvement et des caractéristiques électromagnétiques de l'essai.

Ceci nous permet de proposer, pour l'élimination des inclusions en suspension dans le bain, le mécanisme suivant :

Les particules sont drainées par le fluide, avec lequel elles "tournent" dans le creuset. Plus la vitesse du mouvement est élevée, plus les particules ont l'occasion de parcourir les régions où leur fixation est possible. Celles-ci s'étendent au voisinage de la surface libre, des parois du creuset, ou de la jonction des vortex.

Les propriétés physico-chimiques des particules : tension superficielle, masse volumique, résistivité interviennent essentiellement lors du passage dans les zones de capture. Elles agissent alors, sur la facilité de l'émersion, de l'accrochage aux parois, sur l'intensité des forces électromagnétiques.

Lorsque les conditions de brassage sont identiques, pour deux types d'inclusions, ce sont ces propriétés qui différencient les cinétiques de décantation.

On peut expliquer de cette façon le décalage des courbes donnant τ en fonction de R_{ω} .

Le processus d'élimination ainsi décrit, rend compte des aspects principaux de la séparation, qui sont, la vitesse d'élimination et la localisation des produits.

Il serait maintenant intéressant de vérifier que l'on peut faire varier l'une indépendamment de l'autre.

IV - 5. PERSPECTIVES

Tant du point de vue expérimental, que du point de vue théorique, les résultats acquis permettent d'expliquer qualitativement le phénomène de la séparation électromagnétique des phases.

Toutefois, en raison de la complexité des mécanismes mis en jeu et de l'absence de données précises concernant divers paramètres tels que la température, ou de la viscosité effective du bain, nous ne sommes pas capables, comme il était prévu initialement, de définir les caractéristiques d'un dispositif permettant une séparation en continu des inclusions.

Cependant, dès à présent, deux extensions peuvent être envisagées :

- la première consiste à appliquer le calcul au cas des fours industriels, dans le but d'établir une corrélation entre les zones d'abrasion importante du réfractaire, et les zones de vitesse maximale calculée de l'écoulement.

- la deuxième a pour objectif de définir la forme de l'écoulement dans le cas où le creuset est placé en position décentrée par rapport à l'inducteur.

Des essais préliminaires, sans modification de la forme de l'inducteur ont donné les écoulements représentés en figure IV-28.

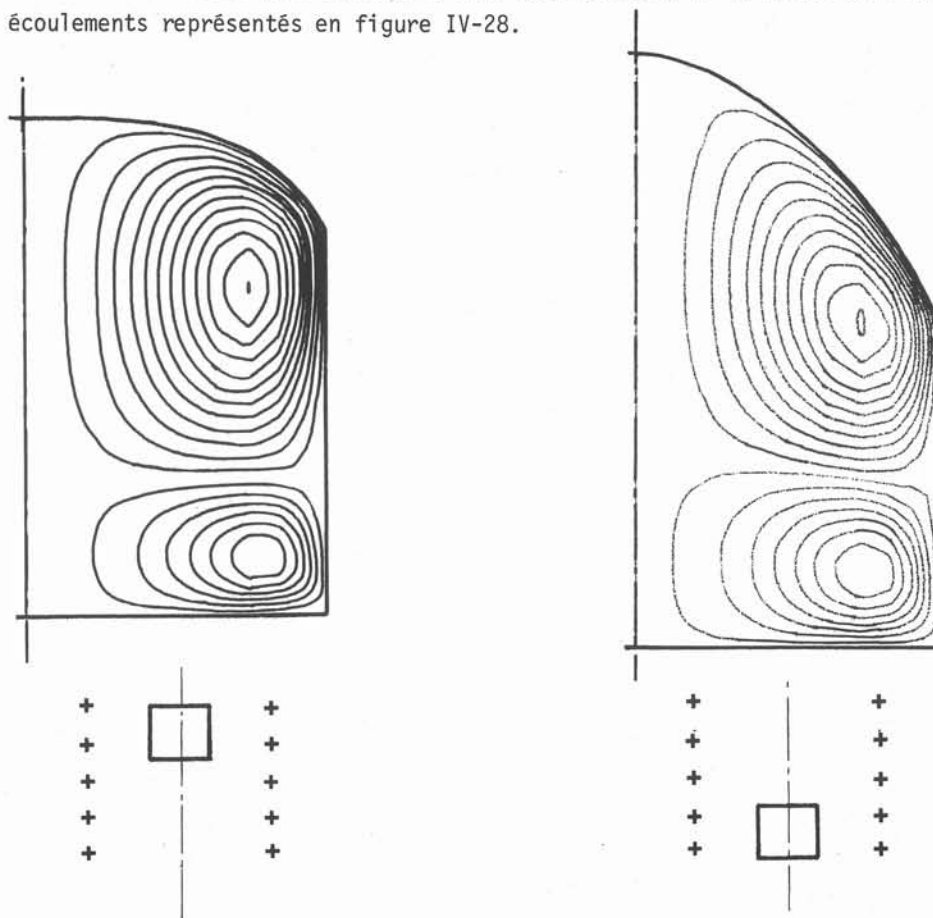


Figure IV-28. Ecoulements calculés avec le creuset en position décentrée. $f = 4700 \text{ Hz}$ $\phi = 55$.

Les formes de l'écoulement ainsi obtenu peuvent en premier lieu être mises en parallèle avec les résultats de séparation Al-Si. Le silicium se trouve en effet séparé "en surface libre" ou au fond du creuset suivant que celui-ci est décentré vers le haut ou le bas de l'inducteur. Ainsi sont privilégiés les vortex supérieur ou inférieur du mouvement.

Des essais avec une phase dispersée en faible concentration permettront, dans cette configuration, de confirmer les hypothèses que nous avons faites sur le processus d'élimination.

L'intérêt pratique de l'existence d'un seul vortex étant mis en évidence, il est possible d'imaginer un dispositif de séparation semi-continue d'inclusions.

En effet, nous sommes en possession d'informations permettant de définir la forme et le dimensionnement du dispositif. Celui-ci pourrait consister en une poche reliée à un siphon comme les représente la figure IV-29.

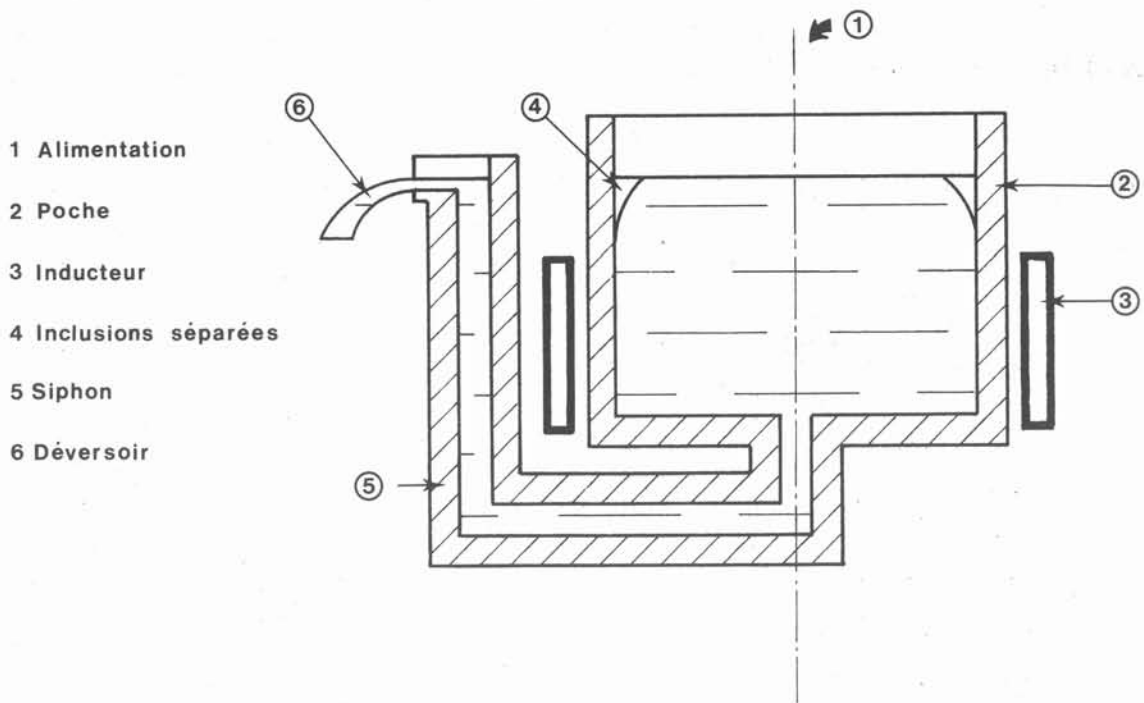


Figure IV-29. Dispositif d'élimination semi-continue d'inclusions.

L'inducteur responsable de la séparation des inclusions, en surface, sera dessiné de façon à ne créer qu'un seul vortex. La fréquence d'alimentation de l'inducteur déterminera un temps d'élimination plus court que le temps de séjour du bain dans l'installation. Le choix de cette fréquence résulte des dimensions du réacteur et du débit de métal envisagé; il peut être fixé grâce aux résultats donnant $\tau_{1/2}$ en fonction de R_w .

C O N C L U S I O N

Le présent travail qui, à l'origine, avait pour but l'adaptation du procédé de séparation électromagnétique des phases à la séparation en continu des inclusions d'oxydes hors de l'acier liquide n'a pas permis d'atteindre un tel objectif.

Cependant, les résultats acquis quant à la connaissance des mécanismes mis en jeu conduisent, par leur importance, à considérer qu'une telle étude était nécessaire avant de pouvoir juger des possibilités d'application.

Les différentes conditions électromagnétiques utilisées au cours des expérimentations ont entraîné des cinétiques de décantation différentes. Aucune influence n'a été notée sur la morphologie des inclusions ou amas, celle-ci restant identique à elle-même dans tous les essais.

Par contre, parmi les paramètres déterminant cette cinétique figurent l'intensité du mouvement de brassage, les caractéristiques du champ magnétique et les propriétés physico-chimiques de la phase oxydée.

Il a été montré, en particulier, l'existence d'une valeur optimale de la profondeur de pénétration des courants de Foucault. Celle-ci se caractérise -eu égard aux dimensions du bain métallique- par le nombre sans dimension R_ω . Ce nombre est le carré du rapport du rayon de la charge à la profondeur de pénétration des courants induits.

Pour une même géométrie de l'ensemble charge-inducteur, la localisation des inclusions séparées est fonction de la fréquence du courant inducteur. La structure de l'écoulement du bain dépend en effet des conditions électromagnétiques adoptées.

Le calcul des courants de circulation, par résolution des équations de Navier-Stokes, conduit à une solution laminaire. Une étude expérimentale menée à basse température, sur du mercure, a montré qu'il faut tenir compte du caractère turbulent du mouvement, et, dans une moindre mesure du champ de température.

Toutefois, appliqué sans correction aux conditions rencontrées lors de la désoxydation de l'acier, le calcul permet d'établir une corrélation entre la carte des écoulements et la localisation des produits de la désoxydation; dans le cas de la séparation de phases condensées en quantités volumiques voisines, il permet d'en expliquer les instants initiaux.

L'utilisation du calcul numérique est envisageable, moyennant certaines adaptations, pour définir les paramètres géométriques, électromagnétiques, thermiques, physico-chimiques favorables à une structure donnée de l'écoulement. On peut songer à l'appliquer, par exemple, à la modification des fours à creuset industriels, en vue de limiter l'usure prématurée du réfractaire. On peut également envisager de définir un procédé de séparation semi-continu, dont les caractéristiques découleraient directement des résultats précédemment acquis.

R E F E R E N C E S

- (1) TORSSELL (K.), OLETTE (M.)
Influence du brassage du bain sur la vitesse d'élimination des inclusions formées au cours de la désoxydation du fer liquide.
C.R.A.S. (1969), 268, Série C, 5, p. 399.
- (2) IMAI (M.), OOI (H.), TSURUKOA (L.); HIRANO (Y.), OGUCHI (Y.)
Production d'acier propre par brassage au moyen d'une hélice de l'acier en poche.
Revue de Métallurgie 1968, 65, n° 6, p. 409-416.
- (3) GALEY (J.), KARINTHI (P.), LUTGEN (N.), JOUILARD (J.)
Insufflation de gaz neutres par réfractaires dans le creuset de fours à induction.
Application aux traitements des aciers à l'argon.
Journal du four électrique n° 7.
- (4) ALLIBERT (C.)
Contribution à l'étude des équilibres de phases dans les systèmes de métaux réfractaires.
Thèse Docteur Ingénieur, soutenue à l'U.S.M.G. 1971.
- (5) WICKER (A.)
Etude de la séparation électromagnétique de phases condensées. Application à la détermination d'équilibres métallurgiques.
Thèse Docteur Ingénieur, soutenue à l'U.S.M.G. 1972.
- (6) KHALETZKY (D.)
Etude théorique du brassage électromagnétique dans les fours à induction.
Application à l'analyse d'un procédé de séparation d'inclusions.
Thèse soutenue à l'U.S.M.G. 1976.
- (7) JACQUEMOT (A.), GATELLIER (C.), OLETTE (M.)
Equilibre de désoxydation dans le fer liquide.
Revue bibliographique.
Rapport IRSID, RE 109-3, Janvier 1975.
- (8) OLETTE (M.), GATELLIER (C.)
Désoxydation de l'acier liquide.
Rapport IRSID, PCM, RE 475, Octobre 1977.
- (9) TURKDOGAN (E.T.)
Deoxidation of steel.
Chemical metallurgy of iron and steel.
I.S.I., Londres 1971.
- (10) GREYER (E.), PHILIPPE (L.)
Etude de la cinétique des réactions de désoxydation.
Revue Métallurgie, 1971, 68, n° 10, p. 647-654.
- (11) TORSSELL (K.), GATELLIER (C.), OLETTE (M.)
Sur la précipitation, par refroidissement, des inclusions dans une solution liquide fer silicium oxygène.
C.R.A.S. 7 octobre 1968, n° 15, p. 869-872.

- (12) LINDBORG (U.), TORSELL (K.)
A collision model for the growth and separation of deoxidation products.
Trans. of metal. Soc. of AIME, vol. 242, Janvier 1968, p. 94-102.
- (13) SMOLUCHOWSKI
Physik. Z. 1916, vol. 17, p. 585-599.
- (14) IYENGAR (R.K.), PHILBROOK (W.O.)
A mathematical model to predict the growth and elimination of inclusions in liquid steel stirred by natural convection.
Met-trans, vol. 3, 1972, p. 1823-1830.
- (15) SHAFFMAN (P.G.), TURNER (J.S.)
On the collision of drops in turbulent clouds.
J. Fluid mech. 1956, vol. 1, p. 16-30.
- (16) KOZAKEVITCH (P.), LUCAS (L.D.)
Rôle des phénomènes de surface dans l'élimination d'inclusions solides d'un bain métallique.
Revue de Métallurgie 1969, 66, n° 9, p. 589-598.
- (17) OOI (H.), SEKINE (T.), KASAI (G.)
On the mechanism of alumina cluster formation in molten iron.
Trans. I.S.I.J., vol. 15, 1975, p. 371-379.
- (18) ENGH (T.A.), LINDSKOG (N.)
A fluid mechanical model of inclusion removal.
Scandinavian Journal of Metallurgy, 4, (1975), p. 49-58.
- (19) LINDER (S.)
Hydrodynamics and collisions of small particles in turbulent metallic melt with special reference to deoxidation of steel.
Scandinavian Journal of Metallurgy, 3, (1974), p. 137-150.
- (20) KOZAKEVITCH (P.), OLETTE (M.)
Rôle des phénomènes superficiels dans le mécanisme d'élimination des inclusions solides.
Revue de Métallurgie 1971, 68, n° 10, p. 635-646.
- (21) ROBERTS (P.H.)
An introduction to magnetohydrodynamics.
Longmans Green and Co Ltd, Londres.
- (22) DUPERRIER (S.)
Pratique du chauffage électronique.
Editions Chiron, Paris.
- (23) WEIL (L.)
Eléments des échanges thermiques.
Gauthier Villars. Paris.
- (24) ALBERNY (R.)
Transfert de chaleur et solidification en coulée continue.
Coulée et solidification de l'acier, 29.11.1977, 1er 12, 1977.
Revue de Métallurgie, Paris.

- (25) TEVAN (L.), NAGY (S.)
Optimierung des Abmessungen induktiver Tiegelschmelzöfen.
Electrowärme international (35), 1977, B.I., Février, p. 41-48.
- (26) SUNDBERG (Y.)
Principe et fonctionnement des brasseurs à induction.
A.S.E.A. Revue 1971, Année 43, n° 5, p. 107-116.
- (27) MOREAU (R.)
On flows drivers by alternative magnetic fields.
2nd Bat Sheva Seminar, 1977.
M.H.D. Flows and turbulence.
- (28) SZEKELY (J.), CHANG (C.W.)
Turbulent electromagnetically driven flow in metal processing - Part 2 : Practical applications.
Iron making and steelmaking, 1977, n° 3, p. 196-204.
- (29) TARAPORE (E.D.), EVANS (J.W.)
Fluid velocities in induction melting furnaces - Part I : Theory and laboratory experiments.
Met. trans., 7.B, Septembre 1976, p. 343-351.

TARAPORE (E.D.), EVANS (J.W.), LANGFELDT (J.)
Part II : Large scale measurements and predictions.
Met. trans., 8.B, Mars 1977, p. 179-184.
- (30) BEDNARZ (T.)
An experimental investigation of electromagnetic stirring in a coreless induction furnace.
Carnegie Mellow University, Ph.D. Thesis, 1970.
- (31) SZEKELY (J.), NAKANISHI
Stirring and its effects on aluminium deoxidation in the ASEA-SKF furnace.
Mathematical representation of the turbulent flow field and of tracers dispersion.
Met. trans. 6 B, Juin 1975, p. 245-256.
- (32) JACQUEMOT (A.), GATELLIER (C.), OLETTE (M.)
Etude de l'équilibre aluminium oxygène dans le fer liquide à 1600°C à l'aide d'une pile à électrolyte solide $\text{ThO}_2\text{Y}_2\text{O}_3$.
C.R.A.S., Paris, t. 277, 6 août 1973, p. 271-273.
- (33) HAAS (A.), MATHERON (G.), SERRA (J.)
Morphologie mathématique et granulométrie en place.
Annales des Mines, décembre 1967.
- (34) De HOFF (R.T.), RHINES (F.N.)
Microscopie quantitative.
Masson et Cie, Paris 1972.
- (35) LINDSKOG (N.), SANDBERG (H.)
Studies on the deoxidation mechanism in a stirred steel bath using radioactive isotopes.
Scandinavian Journal of metallurgy (2), 1973, p. 71-78.

- (36) LINDSKOG (N.)
Studies on Al deoxidation in ASEA-SKF furnaces using radioactive ^{97}Zr .
Scandinavian Journal of metallurgy (4), 1975, p. 153-160.
- (37) MOREAU (R.)
Cours de transferts thermiques.
E.N.S. Hydraulique de Grenoble, 1976.
- (38) SZEKELY (J.), CHANG (C.W.), JOHNSON (W.E.)
Experimental measurement and prediction of the melt surface velocities in a 30 000 lb
inductively stirred melt.
Met. trans., 8.B, Septembre 1977, p. 514-516.
- (39) SZEKELY (J.), CHANG (C.W.), RYAN (R.E.)
The measurement and prediction of the melt velocities in a turbulent electromagnetically
driven recirculating low melting alloy system.
Met. trans., 8.B, Juin 1977, p. 333-338.
- (40) GETSELEV (Z.N.), KREINDEL (D.A.), KAPTILIN (A.A.), MARTYNOV (G.I.)
Experimental study of circulation of liquid metal in electromagnetic fields.
Magnitnaye Gidrodinamika, n° 2, Avril-Juin 1975, p. 144-146.
- (41) ALEMANY (A.)
M.H.D. à l'échelle du laboratoire, quelques résultats, quelques applications.
Thèse doctorat d'Etat, soutenue à l'U.S.M.G. 1978.
- (42) ROSANT (J.M.)
Ecoulements hydrodynamiques turbulents en conduites rectangulaires.
Thèse Docteur Ingénieur, soutenue à l'U.S.M.G. 1976.
- (43) BRUN, MARTINOT, LAGARDE, MATHIEU
Mécanique des fluides.
DUNOD Editeur, Paris 1970.
- (44) FAUTRELLE (Y.)
Analytical and numerical aspects of the electromagnetic stirring.
Institut de Mécanique de Grenoble.
Article à paraître.

NUMERICAL SIMULATION OF THE ELECTROMAGNETIC
STIRRING

J.N. BARBIER *

Y.R. FAUTRELLE **

P. CREMER *

* Laboratoire de Thermodynamique et Physico-chimie métallurgiques
(GRENOBLE, FRANCE)

** Institut de Mécanique de Grenoble (FRANCE)

Abstract

We give some numerical results on the electromagnetic stirring in a liquid metal crucible. Both Maxwell and Navier-Stokes equations are solved numerically in an axisymmetric geometry consisting of an open cylindrical pool in a coil. The pulsation of the electric currents of the coil induces eddy currents in the crucible. These provide electromagnetic body forces which have two main effects. Firstly, they lead to the formation of a dome on the free surface, and, secondly, they generate a liquid motion. We give the main scales and parameters of the problem as well as the computed motion configuration. The results are compared with some experimental ones.

I - INTRODUCTION

This paper is concerned with some numerical results on the electromagnetic stirring. Knowledge on this subject has been rapidly increasing, and various motivations relevant to industrial induction furnace optimization may explain the growing interest in this field. It is well known that stirring is a very efficient means to render a liquid metal pool homogeneous, but, in counterpart, it is responsible for the rapid erosion of the walls of the furnaces. As an important industrial consequence, the capacity of the furnaces must be limited. Moreover, secondary effects of the electromagnetic forces may be used. For example electrodynamical effects are responsible for the removal of oxide inclusions from the bath to the walls. Actually, the present works have been motivated by the study of the latter effect. They have been undertaken to support some experimental works carried out by Cremer¹ on velocity measurements and oxide inclusion removal in a crucible.

So far various numerical approaches have been undertaken on this subject, using more or less sophisticated models. However, these works were performed either in some special practical situations neglecting the effects of a free surface (cf. Szekely and Nakanishi², Tarapore and Evans³), or in an idealized geometry (cf. Khaletsky⁴). Our first aim was to approach realistic situations as closely as possible, in order to compare the results with the experimental ones mentioned above. Thus Navier-Stokes and Maxwell equations are solved in a geometry consisting in a cylindrical crucible located in a coil (see figure 1) generating an A.C. magnetic field. The deformation of the free surface of the pool has been taken into account as well as the details of the coil. The intrinsic parameters of the problem are intentionally commonly used quantities such as the amplitude I of the electric current in the coil, their frequency f , the electrical conductivity σ , the density ρ and the kinematic viscosity ν of the liquid metal and the dimensions (R , H_0) of the pool.

This study has been made possible owing to the following hypotheses. Firstly, the geometry is assumed to be axisymmetric. The electric currents induced by the motion across the lines of force of the magnetic field have been neglected with respect to the eddy currents. This approximation is justified by the fact that the magnetic Reynold number R_m defined by

$$R_m = \mu \sigma u_0 R,$$

where u_0 is a typical velocity scale of the motion, is much less than the "shield" parameter R_ω defined in (10). Moreover, the free surface has been computed in the magnetostatic approximation which will be detailed in section III (see also Moreau⁵ and Fautrelle⁶ for further details). As for the motion, the flow is assumed to be laminar (this assumption will be discussed later in section V), and the inertia is supposed to be large enough with respect to the electromagnetic forces to use the quasi-steady approximation as discussed by Moreau⁵. Precisely, the pulsating part of the electromagnetic forces is neglected, and the expression of the Lorentz forces, which are used in the motion equations, are averaged over one period. Finally, the temperature of the bath is supposed to be approximately homogeneous, so that buoyancy forces are negligible compared with the electromagnetic forces. It must be pointed out that the above hypothesis are reasonable and relevant to many realistic situations, especially where the magnetic penetration depth δ , defined by

$$\delta = (2/\mu\sigma\omega)^{1/2}, \quad (1)$$

is small as compared with the typical length of the pool, e.g., its radius R . This corresponds to a frequency range between 10^2 and 10^5 Hz for common industrial furnaces.

In section II the electromagnetic and dynamical equations are set up, and the basic parameters of the problem are defined. The free surface problem is posed in section III, and the proper

scale h of the height of the dome is given. In section IV some details on the numerical procedure are given. In section V the results are given with some concluding remarks about the role of turbulence in the flow.

II - THE GENERAL EQUATIONS AND BASIC SCALES

Since temperature effects are not taken into account, the general system consists of Maxwell and Navier-Stokes equations. In an axisymmetric geometry they reduce to

$$\nabla \times \nabla \times \hat{A} \mathbf{i}_\theta = -\mu \sigma \hat{A} \mathbf{i}_\theta + j_0 \mu \mathbf{i}_\theta, \quad (2)$$

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + \nabla p / \rho = \frac{1}{\rho} \mathbf{j} \times \mathbf{B} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - g \mathbf{i}_z, \quad (3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0,$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times (A' \mathbf{i}_\theta), \quad \nabla \times \mathbf{B} = \mu \mathbf{j}, \quad (5), (6)$$

$$A' = R_e \{ \hat{A} e^{i\omega t} \} \quad \text{where} \quad \hat{A} = A e^{i\theta} \quad \text{and} \quad \omega = 2\pi f \quad (7)$$

Here, A' denotes the single component of the vector potential of the magnetic field \mathbf{B} . The vector potential is split into its modulus A and its phase ϕ which are both function of the cylindrical coordinates ϖ, z . \mathbf{u} is the velocity field, μ is the constant magnetic permeability, $j_0 e^{i\omega t}$ is the electric current density in the coil and p is the pressure. The acceleration of gravity g is taken parallel to the z -axis.

First of all, let us point out the characteristic scales of the problem. Let H_B be the height of the coil (see figure 1), Ampère's law applied to a line of force surrounding the coil without a crucible gives an estimate of the value of the magnetic field B_0 , namely

$$B_0 = \mu NI / H_B,$$

where N denotes the number of spires of the coil. The vector potential scale A_0 is obtained by noting that the magnetic field flux through a spire of the coil is equal to the circulation of A' along it. Moreover, it must be pointed out that, when δ is less than R , the order of magnitude of A' is $O(B_0\delta)$ in the pool (cf equation (5)). Therefore, the right value of A_0 is

$$A_0 = B_0 R_B / 2 R_\omega^{1/2}, \quad (9)$$

where R_ω is defined as follows :

$$R_\omega = \mu \sigma \omega R^2 = 2 R^2 / \delta^2. \quad (10)$$

As for the motion, since an equilibrium between inertia and the electromagnetic forces may be expected, equating the order of magnitude of the electromagnetic forces to the inertial term in (3) and replacing \mathbf{j} by its expression (6) yield the velocity scale u_0 :

$$u_0 = B_0 / (\mu \rho)^{1/2}. \quad (11)$$

Thus, using (8) we deduce u_0 as a function of the electric currents, namely

$$u_0 = \mu N I / H_{B(\mu \rho)}^{1/2}. \quad (12)$$

The numerical results of section V below will confirm that u_0 is the right velocity scale of the motion. Let us now define the following non-dimensional variables

$$\begin{aligned} \nabla_+ &= R \nabla, \quad \mathbf{u}_+ = \mathbf{u} / u_0, \quad \mathbf{B}_+ = \mathbf{B} / B_0, \quad A'_+ = A' / A_0, \\ p_+ &= p / \rho u_0^2. \end{aligned} \quad (13)$$

Before introducing (13) in (2), (3), let us first derive the expression of the electromagnetic forces in the quasi-steady approximation. Indeed we are actually interested in the mean value of these forces over a period T . Thus in a way similar to that in

Moreau's review⁵, $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ is replaced by its averaged value, namely

$$\langle \mathbf{j} \times \mathbf{B} \rangle \equiv \frac{1}{T} \int_0^T \mathbf{j} \times \mathbf{B} dt = -\frac{1}{2} \sigma \omega A^2 \nabla \phi. \quad (14)$$

Using (13) the non-dimensional form of (14) is

$$\langle \mathbf{j} \times \mathbf{B} \rangle = -\frac{1}{2} \sigma \omega \frac{A_0^2}{2} A_+^2 \nabla \phi. \quad (15)$$

Using also (13) in equations (2), (3) yields two non-dimensional equations, namely

$$\nabla_+ \times \nabla_+ \times (A_+ \mathbf{i}_\theta) = -i R_\omega A_+ \mathbf{i}_\theta + \mu R^2/A_0 j_0 \mathbf{i}_\theta, \quad (16)$$

$$\begin{aligned} (\mathbf{u}_+ \cdot \nabla_+) \mathbf{u}_+ + \nabla_+ P_+ &= -\frac{1}{8} R_B^2/R^2 A_+^2 \nabla_+ \phi \\ &+ 1/R_e \nabla_+^2 \mathbf{u}_+. \end{aligned} \quad (17)$$

In the form of the electromagnetic forces in (17), A_0 has been replaced by its expression (9). P is a total pressure field defined by

$$P_+ = p_+ + gz/u_0^2. \quad (18)$$

It is clear from (16), (17) that the universal parameters of the problem are $\mu R^2/A_0 j_0$, R_ω and R_e . The first one represents the applied electric currents in the coil. The second one, i.e., R_ω , is a measure of the shielding of the magnetic field by the liquid metal. When R_ω is larger, or δ/R small, the magnetic lines of forces do not penetrate the pool. The third one, i.e., R_e , which is similar to a classical Reynolds number, namely

$$R_e = u_0 R / \nu, \quad (19)$$

is a measure of the importance of the electromagnetic forces with respect to viscous stresses.

We shall end up this section by a summary of the boundary conditions. As for the vector potential, at infinity we require that

$$A' \rightarrow 0. \quad (20)$$

Since the walls of the crucible are assumed to be insulating, the magnetic field must be continuous across the boundary of the pool. The velocity field is characterized by the following boundary conditions :

(i) on the solid walls of the pool the no-slip condition is :

$$\mathbf{u} = 0. \quad (21)$$

(ii) on the free surface S of the pool the velocity component normal to S is zero, namely

$$\mathbf{u} \cdot \mathbf{n} = 0 \text{ on } S, \quad (22)$$

where \mathbf{n} is a unit vector normal to S .

Using a streamfunction $\psi(r, z)$ such that

$$\mathbf{u} = \nabla \times (\psi/r \mathbf{i}_\theta), \quad (23)$$

condition (21) is equivalent to

$$\psi = \frac{\partial \psi}{\partial n} = 0 \text{ at a rigid wall}, \quad (24)$$

where $\frac{\partial}{\partial n}$ denotes a derivative normal to the boundary.

III - THE FREE SURFACE PROBLEM

Neglecting the effects of the ambient atmosphere as well as the possible presence of oxide sheets, the free surface S is formally defined by :

(i) S is a streamsurface, and ψ is such that

$$\psi = 0 \text{ on } S.$$

(ii) the tangential stresses must vanish on S :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial n^2} = 0 \text{ on } S. \quad (25)$$

(iii) the normal stresses must be continuous across S :

$$p = p_0 = \text{constant on } S, \quad (26)$$

where p_0 is the ambient external pressure.

The interface has been computed using the magnetostatic approximation. Precisely, the velocity field has been canceled, and only a gradient part of (15), denoted by Φ_+ , has been retained. Therefore, the magnetostatic balance is

$$\nabla_+ \left\{ p_+ + gz/u_0^2 + \frac{1}{8} \frac{R_B^2}{R^2} \Phi_+ \right\} = 0. \quad (27)$$

Integrating (27), setting $p = p_0 = \text{constant}$ and multiplying (27) by u_0^2 yield the equation governing the free surface :

$$z - z_0 = -\frac{1}{8} R_B^2 / R^2 \frac{u_0^2}{g} \Phi_+, \quad (28)$$

where z_0 is a constant which may be identified with the height of the dome on the z -axis if Φ_+ vanishes on the z -axis. Note that a characteristic scale of the height of the dome comes out from (28), namely

$$h = \frac{1}{8} R_B^2 / R^2 \frac{u_0^2}{g} = \frac{1}{8} R_B^2 / R^2 \mu \left(\frac{NI}{H_B} \right)^2 / \rho g. \quad (29)$$

The choice of Φ_+ is not obvious since the electromagnetic forces are not irrotational. In the present work Φ_+ has been chosen such that

$$\Phi_+ = A_+^2 (\phi + c_0), \quad (30)$$

the constant c_0 being chosen in such a way that the phase is positive everywhere in the pool. However, it must be pointed out that the above magnetostatic approximation may be justified in the case where R_ω is large compared to unity, i.e., for high frequencies. Indeed the penetration depth reduces to a thin wall layer, and the electromagnetic forces are analogous to external pressure forces. The reader is referred to discussions by Moreau⁵ and Fautrelle⁶.

Using (29), (30) the final form of (28) becomes

$$z - z_0 = -h A_+^2 (\phi + c_0), \quad (31-a)$$

where z_0 is defined from the initial height H_0 of the pool (without electromagnetic forces) as follows :

$$z_0 = H_0 + 2h \int_0^1 A_+^2 (\phi + c_0) d\bar{\omega}_+. \quad (31-b)$$

IV - THE NUMERICAL SCHEME

Owing to the beginning hypothesis on the weakness of the magnetic Reynolds number, the electric currents \mathbf{j}_i , due to the fluid velocity in the presence of a magnetic field ($\mathbf{j}_i = \sigma(\mathbf{E}_i + \mathbf{u} \times \mathbf{B})$) are negligible compared with the eddy currents \mathbf{j}_e due to the pulsation of the applied magnetic field ($\mathbf{j}_e = \sigma \mathbf{E} = -\sigma \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$). Thus the electromagnetic problem and the dynamical one are decoupled. Therefore, the natural procedure consists in solving first Maxwell equations, computing the Lorentz forces and introducing their expression in the Navier-Stokes equations. As for the motion, the numerical method consists in computing the streamfunction ψ and the single vorticity component ζ defined by

$$\zeta \mathbf{i}_\theta = \nabla \times \mathbf{u}. \quad (32)$$

The boundary conditions on \hat{A} , ψ , ζ are summarized on figure 2. At the rigid walls ζ_0 is calculated by means of a boundary layer approximation using conditions (24) (cf. De Socio, Sparrow, Eckert⁷). For further details the reader is referred to the original works of Spalding and to Khaletzky's thesis. The numerical scheme is a finite difference method, and the equations are integrated in the mesh. This method has two important advantages. Firstly, it allows us to take into account the actual geometry of the inductor (this point is precised in appendix). Secondly, the use of a non-orthogonal net is made easy by such a scheme, and this is convenient to treat the free surface problem. Indeed, a curvilinear mesh defined from the free surface has been used, and the method is detailed in appendix. A picture of the mesh is shown on figure 2. The mesh spacing corresponds to the Gauss abscissas which are concentrated near the walls in the skin depth and give a good accuracy in the computation of the integral (31-b).

V - RESULTS AND DISCUSSION

The computations of the vector potential were carried out in a 34 x 66 point grid, whereas the motion was computed in a 12 x 22 point grid. Four cases of interest, respectively denoted by 1,2,3,4, have been investigated.

Cases 1,2 correspond to the same mercury pool and the other ones to iron pools. The various values of the parameters are put into a table. On figure 3,4,5 we show the magnetic lines of forces and the relevant streamline patterns corresponding respectively to each case. As for the free surface, we also present on figures 6,7 pictures of a cross-section of ingots of iron after cooling corresponding respectively to the cases 3,4. The computed free surface is drawn on each picture. It may be observed that the agreement is good enough. Note that on figure 7 the computed free surface is above the experimental one. This may be explained by the fact that in that experiment the initial height H_0 was less than

that used in the computations. However, both shapes are similar. The flow configuration consists of four vortices in a meridian plane in cases 1,2 and two vortices in cases 3,4. Moreover, the center of each vortex is approximately located in the electromagnetic skin depth where the Lorentz forces are non-zero. The maximum values of the velocity field U_{\max} are located near the corner where the electromagnetic forces are expected to be maximum as well.

It must be observed that the curvature of the free surface has an influence on the flow configuration (cf. cases 1,2 and 3,4). Indeed the curvature of the free-surface reduces the singular effect of the corner and, consequently, the magnitude of the electromagnetic forces near the upper corner. Thus, the deceleration of the fluid along the vertical wall is reduced as well, and boundary layer separation, which is likely responsible of the flow configuration, is delayed. It is also noticeable that U_{\max} (cf. table) has the same order of magnitude as u_0 . That result confirms a posteriori that u_0 may be considered as the right velocity scale of the problem. Improvements in the determination of u_0 are possible in order to make u_{\max}/u_0 closer to one. Indeed, the estimate of the magnetic field given by (8) is valid in the case of a solenoid whose length is much greater than its radius. Consequently, the right magnetic field scale is likely less than B_0 , and the proper velocity scale could be less than u_0 as well.

Because of the numerical diffusion which filters out small scale fluctuations, such a numerical scheme cannot properly account with turbulence, especially at high Reynolds number. However, we argue that such computations could predict mean large scale motions. Indeed, it is likely that the turbulent fluctuations are restricted to small scale eddies and not in large scale structures, which are likely driven by the electromagnetic forces. Therefore, in a first approximation turbulence might be taken into account by simply using an effective viscosity ν_t . Obviously, the eddy viscosity concept is an heuristic method. However, it might give satisfactory quantitative results. This fact has been confirmed by some velocity measu-

rements which have been carried out in case 2 using a hot-film anemometer (see Cremer ¹). The experimental results have been compared with the computed ones. Using the experimental datas we have been able to give an estimate of the turbulent viscosity ν_t defined by

$$\nu_t = u' l', \quad (33)$$

where u' denotes the magnitude of the velocity fluctuations, and l' is a characteristic energy containing eddy size (the reader is referred to Schlichting ⁷). It has been found from the experiment that

$$\begin{aligned} u' &\sim 0.03 \text{ m/s,} \\ l' &\sim 0.01 \text{ m.} \end{aligned} \quad (34)$$

Thus, from (33),(34) the value of the eddy viscosity approximately is

$$\nu_t = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}.$$

The above value has been used in case 1, where the molecular viscosity has been replaced by the eddy viscosity, the other parameters being identical to those of case 2. The results are shown on figure 8. It must be observed that the use of a constant eddy viscosity improves the model. Indeed, the computed profile corresponding to the case 1 is much closer to the experimental one than that corresponding to the case 2. Though such a turbulent model is crude, nevertheless, it may give significant results.

It is clear that such a model must be improved. However, we argue that significant improvements can be made possible only if the model take into account the peculiar nature of the turbulence in a crucible. Thus, progresses will be effective when the experimental knowledge on that turbulence will be sufficiently developed. Indeed, the use of models based upon experimental knowledge obtained from other types of experiments (of Szekely and Nakanishi ², Tarapore and Evans ³) do not give much better results than those obtained with $\nu = \nu_t = \text{constant}$. Moreover, before using more sophisticated models of

turbulence, one has insure that other effects, e.g., temperature gradient, remain negligible.

Both numerical and theoretical works are still in progress as well as detailed velocity and turbulence measurements in a crucible.

Acknowledgements

We are grateful to Prof. H. Moreau helpful discussions during the preparation of the paper.

APPENDIX

An example of the differencing method is given in this appendix. Considering the interior point (see figure 9), the equations are integrated in the domain whose contour is the curve Γ . For example, taking Maxwell equation (16), calculating its flux through a surface Σ enclosed in Γ yields :

$$\oint_{\Gamma} \nabla_+ \times (A_+ \mathbf{i}_{\theta}) d\mathbf{l} = -iR\omega \iint_{\Sigma} A_+ d\sigma_+ \cdot \mathbf{i}_{\theta} + \mu R^2/A_{\theta} \iint j_0 d\sigma_+ \cdot \mathbf{i}_{\theta}. \quad (A.1)$$

The last term of the right hand side of (A.1) is zero everywhere except at the coil. Therefore, if the cross-section of the spire is assumed to be located wholly within Γ , equation (A.1) becomes

$$\oint_{\Gamma} \nabla_+ \times (A_+ \mathbf{i}_{\theta}) \cdot d\mathbf{l}_+ = -iR\omega \iint_{\Sigma} A_+ d\sigma_+ \cdot \mathbf{i}_{\theta} + \mu I/A_0 \delta, \quad (A.2)$$

where δ is a function which equals zero everywhere except at the coil where δ is equal to unity. Note that the ratio $\mu N/A_0$ depends only on the geometry of the problem, since

$$\mu I/A_0 = 2 H_B / NR_B. \quad (A.3)$$

An example of the differencing scheme is given now. Let D be the left hand side of (A.2). D may be split into four terms representing the contributions of each side of Γ as follows :

$$D = D_1 + D_2 + D_3 + D_4, \quad (A.4)$$

where $D_1 = \oint_{\Gamma_1}$, $D_2 = \oint_{\Gamma_2}$ and so forth.

Using the notation of figure D_1, D_2, D_3, D_4 are defined as follows :

$$D_1 = \frac{(A_1 - A_0)}{(z_1 - z_0)} \left(\frac{W+E}{2} \right) + (z_{12} - z_{14}) \left\{ \frac{(A_1 + A_0)}{2\bar{\omega}_0} + \frac{(A_{14} - A_{12})}{1/2 (W+E)} \right. \\ \left. - 2 \frac{(z_{14} - z_{12})}{(W+E)} \frac{(A_1 - A_0)}{(z_1 - z_0)} \right\},$$

$$\begin{aligned}
D_2 &= (z_{23}-z_{12}) \left\{ \frac{(A_0+A_2)}{(2\varpi_0-W)} + \frac{(A_0-A_2)}{W} - \frac{(z_0-z_2)}{W} \times \frac{(A_{12}-A_{23})}{(z_{12}-z_{23})} \right\} , \\
D_3 &= - \frac{(A_3-A_0)}{(z_3-z_0)} \frac{(W+E)}{2} + (z_{34}-z_{23}) \left\{ \frac{(A_3+A_0)}{2\varpi_0} + 2 \frac{(A_{34}-A_{23})}{(W+E)} \right. \\
&\quad \left. - 2 \frac{(z_{34}-z_{23})}{(W+E)} \frac{(A_3-A_0)}{(z_3-z_0)} \right\} , \\
D_4 &= (z_{14}-z_{34}) \left\{ \frac{(A_4-A_0)}{E} - \frac{(z_4-z_0)}{E} \frac{(A_{14}-A_{34})}{(z_{14}-z_{34})} + \frac{(A_4+A_0)}{(2\varpi_0+E)} \right\} . \quad (A.5)
\end{aligned}$$

As for the motion, the equations may be written in the following reduced form :

$$\begin{aligned}
a \left\{ \frac{1}{\varpi} \frac{\partial}{\partial \varpi} \left[b \frac{\partial}{\partial \varpi} (cX) \right] + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} - \frac{1}{\varpi} \left\{ \frac{\partial}{\partial \varpi} \left(- \frac{\partial \psi}{\partial z} X \right) \right. \\
\left. + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial \varpi} X \right) \right\} + d = 0, \quad (A.6)
\end{aligned}$$

where the coefficients a, b, c, d are defined as follows :

X	a	b	c	d
ζ	$1/R_e$	$1/\varpi$	ϖ^2	$\frac{1}{8} \frac{R_0^2}{R^2} \nabla \times (A_+^2 \nabla_+ \phi)$
ψ	1	ϖ^3	$1/\varpi^2$	$\varpi^2 \zeta$

Let us integrate (A.6) over the surface Σ Equation (A.6) becomes

$$D - C + \iint_{\Sigma} \varpi d \varpi dz = 0, \quad (A.7)$$

where $D \equiv \iint_{\Sigma} a \left\{ \frac{1}{w} \frac{\partial}{\partial w} \left[b \frac{\partial}{\partial w} (cX) \right] + \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} w \, dw \, dz,$

$$C \equiv \iint_{\Sigma} \frac{1}{w} \left\{ \frac{\partial}{\partial w} \left(-\frac{\partial \psi}{\partial z} X \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial \psi}{\partial w} X \right) \right\} w \, dw \, dz.$$

D and C may be expressed in term of a curvilinear integral over Γ , namely

$$D = a \int_{\Gamma} -w \frac{\partial X}{\partial z} \, dw + b \frac{\partial}{\partial w} (cX) \, dz, \quad (\text{A.8})$$

$$C = - \int_{\Gamma} \frac{\partial \psi}{\partial w} X \, dw + \frac{\partial \psi}{\partial z} X \, dz = - \int_{\Gamma} d\psi \quad (\text{A.9})$$

The diffusion term D and the convection term C may be split into four contributions corresponding to each Γ_i , namely

$$D = D_1 + D_2 + D_3 + D_4,$$

$$C = C_1 + C_2 + C_3 + C_4.$$

As an example, we give here the expression of D_1 and C_1 , namely

$$D_1 = w \frac{(X_1 - X_0)}{(z_1 - z_0)} \frac{(W+E)}{2} + (z_{12} - z_{14}) \left\{ (bc)_{\Gamma_1} \times \right. \\ \left. \times \left[2 \frac{(X_{13} - X_{12})}{(W+E)} - 2 \frac{(z_{14} - z_{12})}{(W+E)} \frac{(X_1 - X_0)}{(z_1 - z_0)} \right] + (bc')_{\Gamma_1} \frac{(X_0 + X_1)}{2} \right\},$$

$$C_1 = \frac{(X_0 + X_1)}{2} (\psi_{12} - \psi_{14}).$$

Finally, the last term of (A.7) may be approximated by

$$\iint_{\Sigma} w \, d \, dw \, dz = d \, w_0 \, \Sigma_0,$$

where Σ_0 is the area of Σ .

REFERENCES

- 1 P. CREMER, Effets d'un champ electromagnétique moyenne fréquence sur l'élimination des inclusions hors de l'acier liquide. (thèse de Docteur-Ingénieur, Grenoble, 1979).
- 2 J. SZEKELY and K. NAKANISHI, Metallurgical Trans., B6B, 245, (1975).
- 3 E.D. TARAPORE and J.W. EVANS, Metallurgical Trans., B8B, 179, (1976).
- 4 D. KHALETZKY, Etude théorique du brassage électromagnétique dans les fours à induction (thèse de spécialité, Grenoble, 1975).
- 5 R. MOREAU, In the Proceedings of the second Bat-Sheva seminar on M.H.C. flows and Turbulence, edited by H. Branover, (J. Wiley and Sons, to appear).
- 6 Y. FAUTRELLE, Analytical and Numerical Aspects of the electromagnetic stirring, Internal Report (I.M.G. Grenoble, 1978).
- 7 H. SCHLICHTING, Boundary-Layer Theory, Mc Graw-Hill Book, (1968).

FIGURE CAPTIONS

Figure 2 :

A sketch of the mesh is presented on this figure as well as the boundary conditions on the vector potential A and the stream-function ψ .

Figure 3 :

We show the numerical solutions corresponding to the cases 1, 2 (mercury pool), in a meridian cross-section, namely

- (a) the magnetic lines of force,
- (b) the streamline pattern corresponding to $R_e = 1.34 \cdot 10^5$ (case 2),
- (c) the streamline pattern corresponding to $R_e = 4.5 \cdot 10^2$ (case 1).

Figure 4 :

We show the numerical solutions corresponding to the case 3 (iron pool) in a meridian cross-section, namely

- (a) the magnetic lines of forces,
- (b) the relevant streamline pattern.

Figure 5 :

We show the numerical solutions corresponding to the case 4 (iron pool) in a meridian cross-section, namely

- (a) the magnetic lines of forces,
- (b) the relevant streamline pattern.

Figure 6 :

We present here a picture of the cross-section of an iron ingot obtained by a slow cooling. The experimental conditions correspond to the case 3. The dashed line represents the computed free-surface.

Figure 7 :

We present here a picture of the cross-section of an iron ingot obtained by a slow cooling. The experimental conditions correspond to the case 4. The dashed line represents the computed free-surface.

Figure 8 :

The radial component of the velocity field is plotted versus the height for $\varpi/R = 1/2$. The computed profiles corresponding to cases 1,2 are compared with the experimental one (dashed line) obtained by Cremer¹.

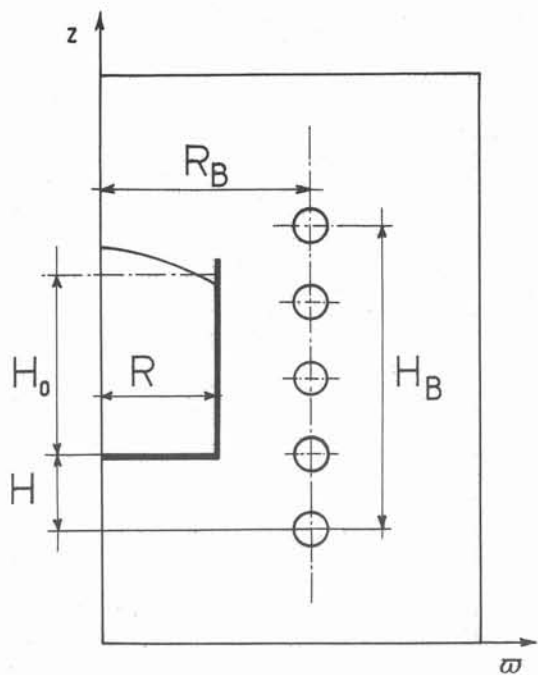


Figure 1

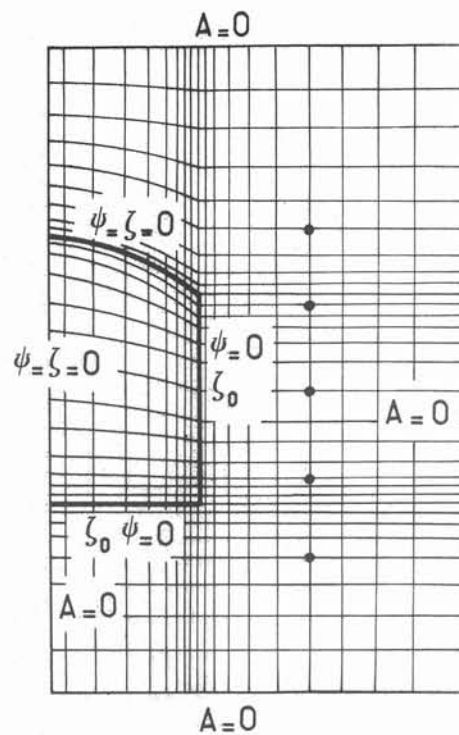
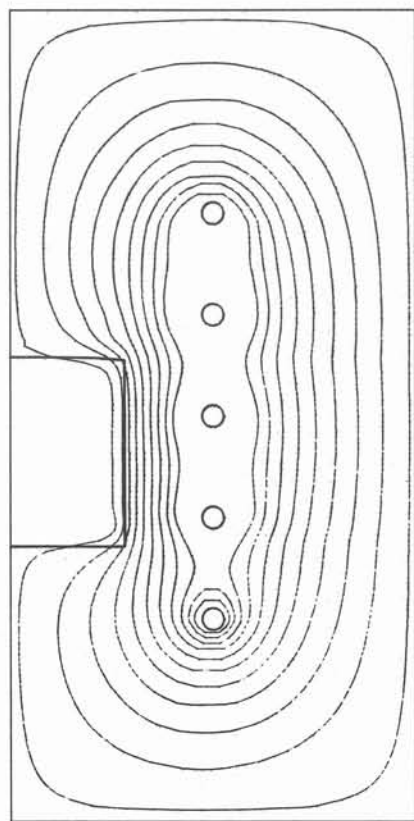
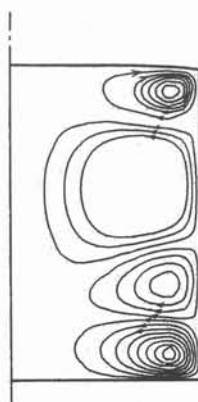


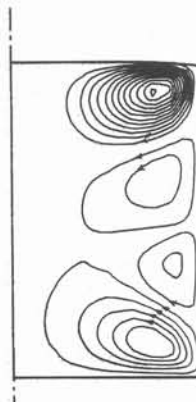
Figure 2



(a)

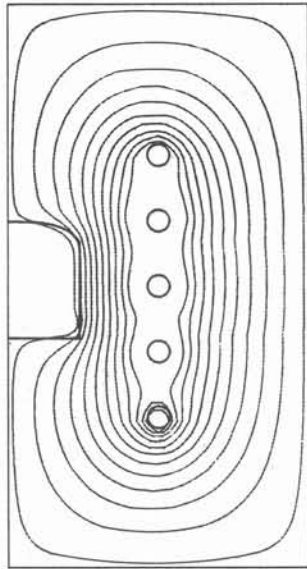


(b)
 $R_e=134,760$

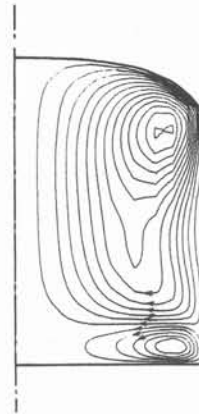


(c)
 $R_e=450$

Figure 3

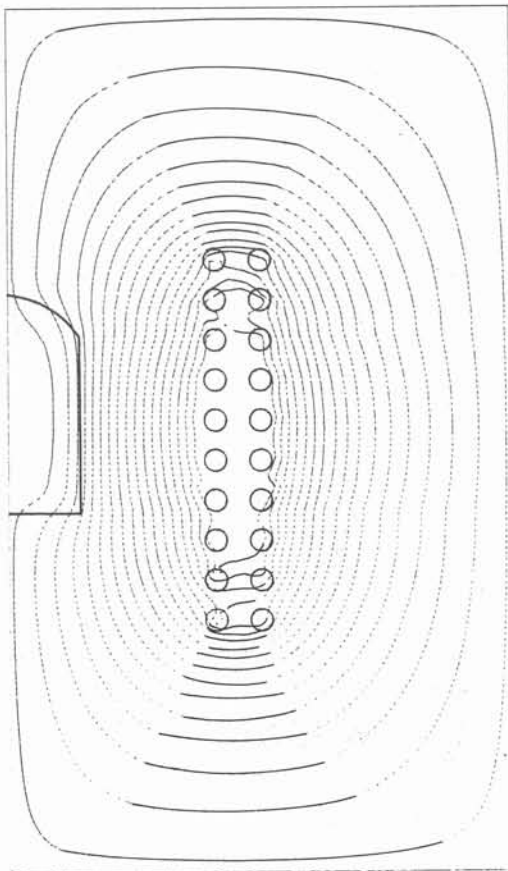


(a)

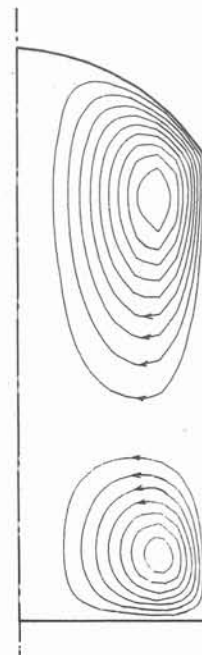


(b)

Figure 4



(a)



(b)

Figure 5

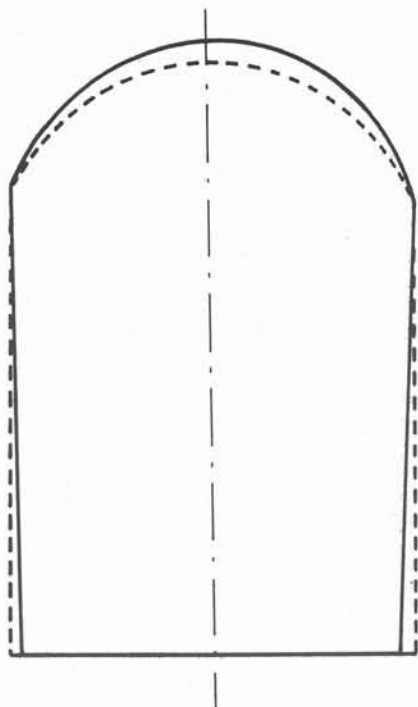


Figure 6

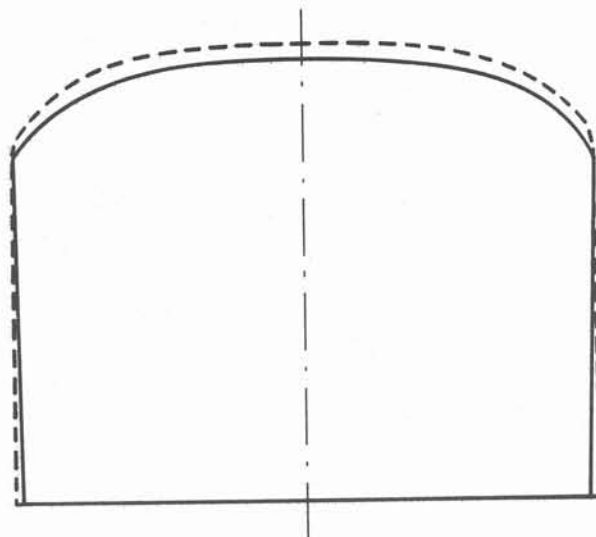


Figure 7

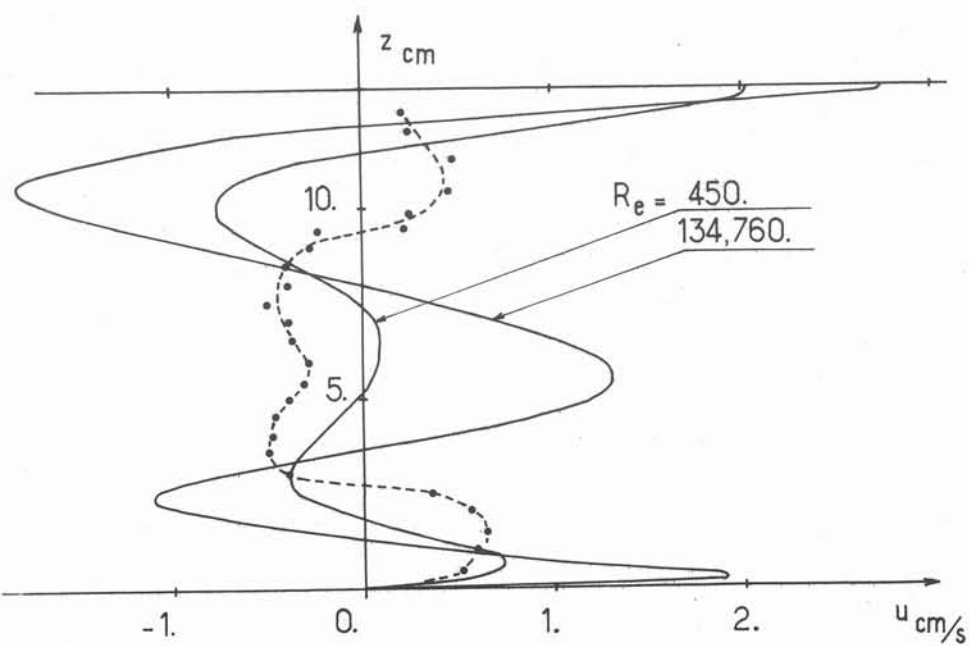


Figure 8

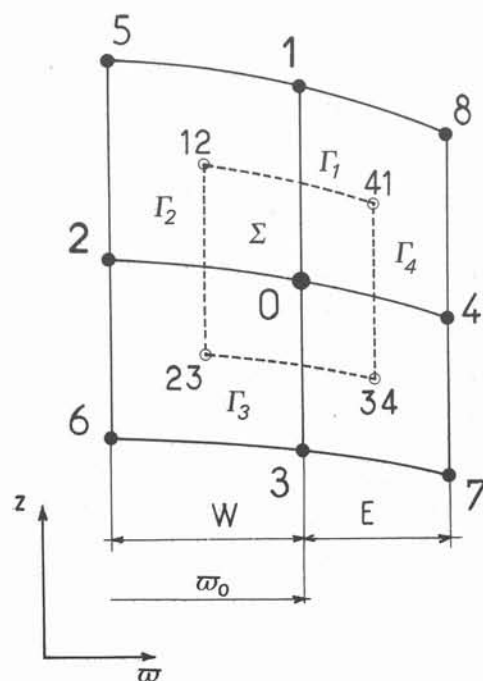


Figure 9

parameters	case 1	2	3	4
R m	0.078	0.078	0.020	0.0275
H m	0.050	0.050	0.030	0.030
H ₀ m	0.130	0.130	0.055	0.042
R _B m	0.140	0.140	0.057	0.057
H _B m	0.280	0.280	0.100	0.100
I A	1000.	1000.	290.	510.
f Hz	2000.	2000.	4700.	20800.
N	5	5	20	5
σ $\Omega^{-1}\text{m}^{-1}$	$0.9 \cdot 10^6$	$0.9 \cdot 10^6$	$0.9 \cdot 10^6$	$0.9 \cdot 10^6$
ρ kg/m ³	$13.6 \cdot 10^3$	$13.6 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$	$7.2 \cdot 10^3$
ν m ² /s	$3 \cdot 10^{-5}$	10^{-7}	$8.13 \cdot 10^{-7}$	$8.13 \cdot 10^{-7}$
u ₀ m/s	0.171	0.171	0.766	0.337
B ₀ T	$2.24 \cdot 10^{-2}$	$2.24 \cdot 10^{-2}$	$7.29 \cdot 10^{-2}$	$3.20 \cdot 10^{-2}$
h m	0.0012	0.0012	0.062	0.0063
R _{ω}	88.5	88.5	13.5	113.0
R _e	$4.5 \cdot 10^2$	$13.4 \cdot 10^4$	$1.88 \cdot 10^4$	$1.14 \cdot 10^4$
u _{max} m/s	0.037	0.081	0.207	0.137

dernière page de la thèse

AUTORISATION DE SOUTENANCE

VU les dispositions de l'article 3 de l'arrêté du 16 Avril 1974,

VU les rapports de présentation de Messieurs :

- J. DRIOLE, Maître de Recherche au C.N.R.S.

- M. OLETTE, Chef du Département de Physico-Chimie
Métallurgique - IRSID - MAIZIERES-les-METZ -

Monsieur Pierre CREMER

est autorisé à présenter une thèse en soutenance pour l'obtention du
diplôme de DOCTEUR-INGENIEUR, spécialité "Métallurgie".

Grenoble, le 22 Janvier 1979



Ph. TRAYNARD
Président
de l'Institut National Polytechnique

Ce travail a été réalisé, dans le cadre d'une convention d'étude entre l'EDF, l'ANVAR et l'IRSID, à l'Ecole Nationale Supérieure d'Electrochimie et d'Electrometallurgie de Grenoble, dans le Laboratoire de Thermodynamique et Physico-Chimie Metallurgiques. A tous les directeurs de ces organismes j'adresse mes remerciements.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur E. BONNIER pour m'avoir accueilli dans son laboratoire et accepté de participer au jury de ma thèse.

A Monsieur M. OLETTE, Directeur du département Physico-chimie de l'I.R.S.I.D., pour l'intérêt qu'il a porté à ce travail, l'aide matérielle qu'il m'a accordée, et sa participation au jury, j'adresse mes plus vifs remerciements.

Monsieur le Professeur R. BONNEFILLE m'a fait l'honneur de présider le jury de ma thèse, je l'en remercie vivement.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Monsieur J. DRIOLE, Maître de Recherche au C.N.R.S., qui a dirigé cette étude. Je le remercie pour le temps qu'il m'a accordé lors de la mise en forme de ce travail et pour avoir bien voulu faire partie du jury.

Mes remerciements vont également à Monsieur le Professeur R. MOREAU pour s'être intéressé à ce travail, m'avoir conseillé utilement et avoir bien voulu faire partie du jury.

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur P. LYKOUZIS d'avoir accepté d'agir en qualité de rapporteur extérieur.

Mes remerciements vont également à Messieurs L. GATELLIER, D. JEULIN, M. WANIN de l'I.R.S.I.D. qui m'ont fait profiter de leur compétence.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Messieurs J.N. BARBIER du L.T.P.C.M., Y. FAUTRELLE et A. ALEMANY de l'I.M.G. dont l'aide amicale m'a été précieuse tout au long de ce travail.

A tous mes camarades du laboratoire, chercheurs, secrétaires et techniciens, j'exprime mes cordiaux remerciements pour l'ambiance qu'ils ont su créer.